Ein rechnergeführtes Experiment

zur Untersuchung der Streuung polarisierter Neutronen an ^3He

Inauguraldissertation

zur Erlangung der Doktorwürde

der

Freien Universität Berlin

- Fachbereich Physik -

vorgelegt von

Winfried B u s s e

aus Wanne-Eickel

- Juli 1971 -

1. Gutachter: Prof. Dr. K. H. Lindenberger

2. Gutachter: Prof. Dr. J. Scheer

Tag der mündlichen Prüfung: 25. August 1971

Tag der Promotion:

Ein rechnergeführtes Experiment

zur Untersuchung der Streuung polarisierter Neutronen an ^3He

Inauguraldissertation

zur Erlangung der Doktorwürde

der

Freien Universität Berlin

- Fachbereich Physik -

vorgelegt von

Winfried B u s s e

aus Wanne-Eickel

- Juli 1971 -

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Inhaltsverzeichnis

		Seite
I	Zusammenfassung	1
II	Die A = 4 Nukleonen-Systeme	2
	II.1 Überblick	2
	II.2 Theoretische Beschreibung der Anregungsstruktur	4
	II.3 Experimentelle und analytische Information über das System n - ^{3}He ⇔ p - ^{3}H	6
III	Grundlagen der Messung	8
	III.1 Theoretische Beschreibung der Steuerung zweier Spin 1/2 Teilchen	8
	III.2 Konkurrierende Prozesse	12
	III.3 Planung des Experimentes	14
	III.4 Begründung der Rechner-Unterstützung	17
IV	Experimenteller Aufbau	19
	IV.1 Geometrische Anordnung und Meßverfahren	19
	IV.2 Streuer und Halbleiter-Teleskop	21
	IV.3 Elektronik	25
	IV.4 Kopplung zum Prozeßrechner	28
V	Untersuchungen zum rechnergeführten Ablauf der Messungen	30
	V.1 Experimentstruktur und Funktionsablauf	31
	V.2 Modulare Programmstruktur, Ablaufsteuerung und -Kontrolle	34
	V.3 Allgemeiner Aufbau des verknüpfenden Betriebssystems	37

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548901_0012

Seite

VI Durchführung der Messungen und Ergebnisse 41

VI.1 Quellreaktion und Neutronenmonitor 43

VI.2 Datenerfassung und -Analyse 44

VI.3 Experimentell und physikalische bedingte Korrekturen 49

VI.4 Ergebnisse 50

VII Diskussion 53

VIII Literaturverzeichnis 56

I Zusammenfassung

Im Rahmen der Untersuchungen zur Anregungsstruktur der A = 4 Nukleonen Systeme wurde die Analysierkraft von ^{3}He für die elastische Streuung von Neutronen bei einer Einschußenergie von 21.9 MeV im Winkelbereich $\Theta_{n,cm}$ von 90 bis 180° gemessen. Die Gestalt der Winkelverteilung und auch die Absolutwerte der gemessenen Polarisation unterscheiden sich nicht wesentlich von den Werten, die Behof et al. (BehH 66) bei 7.9 MeV und Niebergall (Nie 67) bei 12 und 16 MeV gemessen haben. Allerdings kann der Verlauf nicht durch die bisher vorliegenden Streuphasen (Nie 67, WerM 68) wiedergegeben werden. Eine neue Streuphasenanalyse, die unter Umständen die inelastischen Kanäle besser berücksichtigt, ist unbedingt erforderlich. Dazu sind jedoch weitere Messungen notwendig.

Das bei dem beschriebenen Experiment verwendete experimentelle Verfahren besteht in der Bestimmung der bei der Streuung auftretenden Links-Rechts-Asymmetrie der Rückstoß-^{3}He-Teilchen. Da neben der elastischen Streuung auch die Reaktionen ^{3}He(n,p)^{3}H und ^{3}He(n,d)^{2}H auftreten, wurde ein neues Nachweisgerät entwickelt. Es besteht aus einer Hochdruckstreuzelle und einem Halbleiterteleskop mit zwei Δ E und einem E Detektor und besitzt eine höhere Empfindlichkeit und ein besseres Auflösungsvermögen als die bisher für solche Experimente benutzten Parallelplatten-Lawinenzähler. Durch Verwendung eines ortsempfindlichen E-Detektors konnte die Messung in einem Winkelbereich von $\Delta\Theta_{n,cm} = 40°$ gleichzeitig durchgeführt werden.

Die Notwendigkeit eines Prozeßrechnereinsatzes wurde zum Anlaß genommen, eine prinzipielle Untersuchung zur Rechner-Unterstützung der Messungen durchzuführen. Die Entwicklung des notwendigen Programmsystems wird in der vorliegenden Arbeit deduktiv hergeleitet und anhand des beschriebenen Experimentes auf seine Praktikabilität geprüft.

II Die A = 4 Nukleonen-Systeme

II.1 Überblick

Nach dem heutigen Stand unserer Kenntnis sind die 4-Nukleonen-Systeme ^{4}H, ^{4}He und ^{4}Li die leichtesten Atomkerne, für die Anregungszustände existieren. Alle Versuche, solche Zustände in den 3-Nukleonen-Systemen ^{3}H, ^{3}He oder auch solchen nachzuweisen, die aus drei Neutronen oder Protonen bestehen, sind bisher fehlgeschlagen (z.B. BatB 69, BreyJ 69).

^{4}He ist unter den 4-Nukleonen-Systemen dasjenige mit der höchsten Symmetrie. Die niedrigste Schwelle für einen Teilchenaufbruch, die für den Zerfall in p + ^{3}H, liegt bei einer Anregungsenergie von 19.8 MeV. Man weiß heute, daß unterhalb dieser Schwelle keine Anregungszustände existieren (Mey 67). Mit dem eindeutigen Nachweis eines 0^+-Zustandes bei 20.2 MeV im ^{4}He wuchs das Interesse an den angeregten Zuständen in diesem System. Erste Hinweise ergaben sich aus Streuphasenanalysen für die elastische Streuung von Protonen an ^{3}H bei kleinen Energien (FroG 55). Die Suche nach Zuständen negativer Parität, die Baz et al. bereits im Jahre 1954 vermuteten (BazS 54), wurde stark intensiviert durch die Streuphasenanalysen von Tombrello für die ^{4}H und ^{4}Li Systeme (Tom 65, Tom 66). Inzwischen wurde eine Gruppe von Resonanzen negativer Parität im ^{4}H, ^{4}He und ^{4}Li bei Energien zwischen 20 und 30 MeV über dem Grundzustand von ^{4}He theoretisch vorhergesagt und teilweise durch Experimente bestätigt bzw. widerlegt. (Zum Beispiel: Don 65, FroR 65, ParD 65, Tom 66, Wil 66, BarW 66, BehH 66, HaaB 67, Hae 67, Mey 67, ManM 68, WerM 68, PaeD 71, ReiT 71.)

Bei der theoretischen Beschreibung dieser Zustände hat die Anwendung der Wigner-schen Supermultiplett-Theorie im Rahmen einer Einteilchen-Einloch-Anregungsstruktur des Schalenmodells die größten Erfolge erzielt (SnoW 66, BarW 66, Bar 67). Diese Theorie sagt für die 4-Nukleonen-Systeme eine Gesamtheit von 15 Zuständen negativer Parität voraus, von denen allein sieben im ^{4}He liegen (drei mit dem Isospin T = 0 und vier mit T = 1). Eine experimentelle Untersuchung

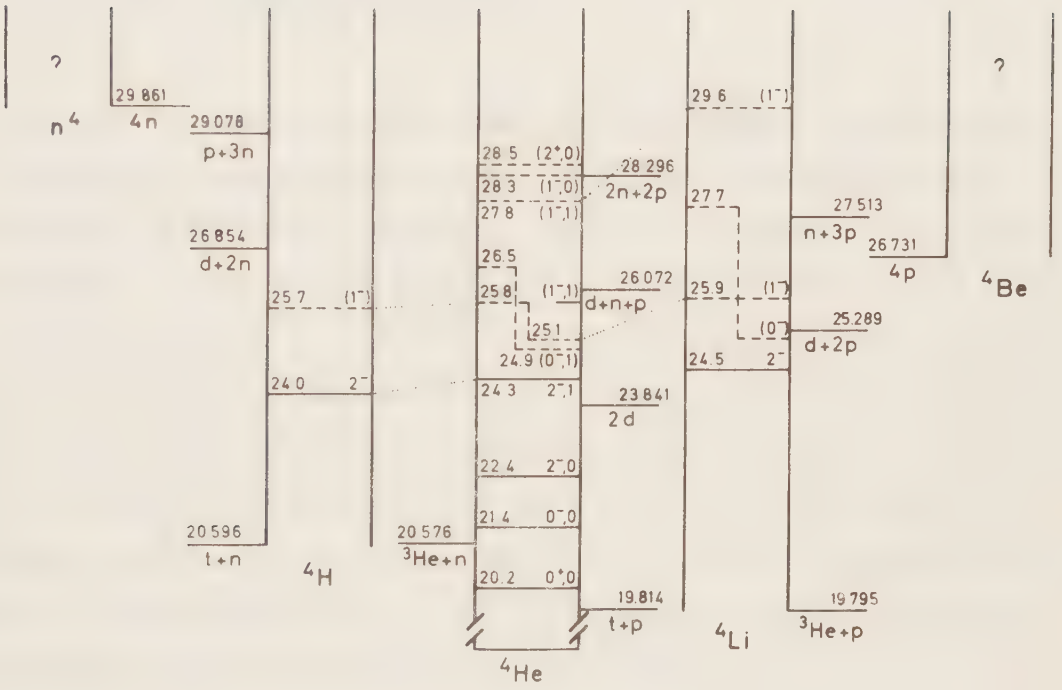


Abb. 2.1: Niveauschema der A = 4 Nukleonensysteme (MeyT 68)
Alle Energieangaben sind auf den Grundzustand von ^{4}He bezogen ohne Berücksichtigun g der n - p Massendifferenz oder der Coulomb-Energie. Die gepunkteten Linien verbinden Zustände, von denen man annimmt, daß sie zu einem Isospin-Multiplet gehören. Weiterhin werden Möglichkeiten der Einordnung von T = 1 Zuständen angedeutet.

der Gültigkeitsgrenzen der Supermultiplett-Theorie bei leichten Kernen sowie die Untersuchung der Art und Stärke der symmetriebrechenden Kräfte ist von großer Bedeutung unter anderem auch für die Klärung der Frage, welche Mechanismen für das Auftreten intermediärer Strukturen bei der Anregung von Compoundkernresonanzen eine Rolle spielen (Fes 70).

Die experimentellen Informationen über Anregungszustände der 4-Nukleonen-Systeme sind in dem Niveauschema der Abb. 2.1 zusammengefaßt, das von Meyerhof und Tombrello in ihrem Übersichtsartikel angegeben wird (MeyT 68). Bei diesen Autoren sowie bei Barschall et al. (BarH 70) findet sich eine Zusammenstellung aller experimentellen Daten. Bezüglich des angegebenen Niveauschemas sowie der Niveauparameter ist jedoch zu betonen, daß die Kenntnis der spektroskopischen Daten noch höchst lückenhaft ist, was durch die Klammerung und durch die verschiedenen Möglichkeiten der Einordnung von T = 1-Zuständen im ^{4}He angedeutet wird. Zustände der Systeme ^{4}n und ^{4}Be sind bis heute noch nicht bekannt. Lediglich die ^{4}He(π^-, π^+)^{4}n Reaktion lieferte bisher einen Hinweis auf einen möglichen virtuellen Zustand ^{4}n (MeyT 68).

II.2 Theoretische Beschreibung der Anregungsstruktur

Die Anwendung der Wignerschen Supermultiplett-Theorie im Rahmen einer Einteilchen-Einloch Anregung innerhalb des Schalenmodells ist auf die Voraussetzung gegründet, daß die Kernkräfte in erster Näherung durch eine Zentral-(Wigner)- und Ortsaustausch-(Majorana)-Kraft gegeben sind. Der Grad der Entartung des Supermultipletts ist als Dimensionalität der Darstellung der SU(4) durch den Ausdruck $\{(2T + 1) \otimes (2S + 1)\}$ gegeben (ShaW 66). Die Entartung wird durch die spinabhängigen Kräfte, das heißt durch die Spin-Bahn-Kraft, den Unterschied in der Singulett und Triplett Zentralkraft und die Tensor-Kraft in der Nukleon-Nukleon Wechselwirkung aufgehoben.

Der doppelt magische Grundzustand von ^{4}He (T = 0, S = 0, J = 0^+) entspricht einer Einheitsdarstellung $\{1\}$ der SU(4), während die Zustände negativer Parität

ein 15-dimensionales Supermultiplett $\{15\}$ bilden. Die Quantenzahlen der im ^{4}He gelegenen Zustände dieses Multipletts sind in der Tabelle 2.1 nach (ShaW 66) angegeben.

Tabelle 2.1: Im ^{4}He gelegene Zustände des $\{15\}$ SU(4) Supermultipletts (L = 1)

L	S	J	T
1	0	1^-	1
1	1	$0^-, 1^-, 2^-$	0
1	1	$0^-, 1^-, 2^-$	1

Die $\{15\}$ -Zustände entsprechen im Schalenmodell der $(1s)^3(1p)$ Konfiguration des harmonischen Oszillators und stellen eine innere Anregung des $\{1\}$ - ^{4}He-Grundzustandes der Konfiguration $(1s)^4$ dar. De Shalit und Walecka (ShaW 66) berechnen diese Zustände in befriedigender Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen bei Verwendung eines Serber-Potentials und Berücksichtigung der Spin-Bahn-Aufspaltung in Form eines empirischen Parameters.

Noch weiter gehen die Rechnungen von Barrett et al. (BarW 66), bei denen im Rahmen des gleichen Modells die Niveaustruktur ohne empirische Parameter mit einem realistischen Ansatz für die Kernkräfte berechnet wird. Durch das verwendete Potential werden alle spin-abhängigen Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen berücksichtigt. Die Übereinstimmung mit den ermittelten Niveauparametern ist besser als bei DeShalit. Aus den Rechnungen ergibt sich als interessante Konsequenz, daß die Spin-Bahn Aufspaltung der Einteilchen-Schalenmodellzustände $p_{1/2}$ und $p_{3/2}$ in erster Näherung nur durch die relative Zwei-Nukleonen Spin-Bahn-Wechselwirkung verursacht wird. Die relative Lage der T = 0-Zustände wird von der Tensorkraft stark beeinflußt.

Wemtz und Meyerhof (WerM 68) führen eine R-Matrix-Analyse der experimentellen Daten durch. Sie schließen in ihre Rechnungen solche Zustände ein, die aufgrund von Schalenmodell-Argumenten erwartet werden können. Zusätzlich wird das Schalenmodell zur Bestimmung der relativen Vorzeichen und Amplituden von reduzierten Breiten für die Kanäle $^3He + n$, $^3H + p$, $^2H + d$, $^2H + d'$ und $d' + d'$ (d' = Singulett-Deuteron) herangezogen. Ein interessantes Ergebnis stellen die großen Breiten für Zwei-Nukleonen-Cluster in den Einteilchen-Einloch-Zuständen im ^4He dar. Die Autoren schlagen darüber hinaus einen $T = 0$, 2^+ Zustand bei 29.0 MeV vor, der im Deuteronenkanal eine zum Protonen- oder Neutronenkanal vergleichbare Breite besitzt.

Detaillierte experimentelle Information über die Anregungsstruktur ist daher von entscheidender Bedeutung für die Klärung der Frage, bis zu welchem Grad die Kernstruktur im Rahmen des Schalenmodells unter Verwendung eines realistischen Nukleon-Nukleon-Potentials beschreibbar ist.

II.3 Experimentelle und analytische Information über das System

$n - {}^3He \longleftrightarrow p - {}^3H$

Für die Untersuchung der Anregungszustände von ^4He im Bereich von 20 - 30 MeV stehen unter anderem die Prozesse $^3He(n,n)^3He$, $^3He(n,p)^3H$, $^3He(n,d)^2H$ sowie deren Spiegelreaktionen $^2H(p,p)^3H$, $^3H(p,n)^3He$, $^2H(d,n)^3He$ zur Verfügung. Durch eine Streuphasenanalyse der experimentellen Daten dieser Reaktionen kann man grundsätzlich alle Niveauparameter der Zustände von ^4He ermitteln. Sie wird jedoch erheblich dadurch erschwert, daß mit Ausnahme des schmalen Energiebereichs zwischen der $p - {}^3H$ und $n - {}^3He$ Schwelle (19.8 und 20.6 MeV) eine Kopplung dieser Kanäle nicht vernachlässigt werden kann. Ohne Berücksichtigung der Polarisation führt eine solche Analyse der Wirkungsquerschnittsmessungen schon bei der Streuung von Spin-1/2 an Spin-0 Teilchen nicht zu einer eindeutigen Lösung, im vorliegenden Fall der Streuung von Spin-1/2 an Spin-1/2 (bzw. Spin-1 an Spin-1) Teilchen liefert sie überhaupt keine Lösung (Kur 66).

Die bisher vorliegenden experimentellen Daten für das n-^{3}He bzw. p-^{3}H System (Übersicht bei MeyT 68, BarH 70), die für ladungs-invariante Streuphasenanalysen verwendet wurden, überdecken einen Energiebereich von 1 - 17 MeV der Neutronen- bzw. Protoneneinschußenergie. Meistens sind jedoch Wirkungsquerschnitts- und Polarisationsmessungen nicht für dieselben Schwerpunktenergien vorhanden, so daß man auf Interpolationen beim Vergleich mit der Theorie angewiesen ist. Um eine exakte Bestimmung der Niveauparameter und eine Prüfung der theoretischen Berechnungen (Wer 64, MeyE 65, SzyW 65, BalB 66, Kur66, Nie 67, WerM 68, SeaH 70, BarS 70) zu ermöglichen, sind im Falle der n - ^{3}He und p - ^{3}H Systeme Experimente mit Einschußenergien unterhalb von 5 MeV und oberhalb von 10 MeV und eine Ausdehnung der Winkelverteilungen zu kleinen Streuwinkeln dringend erforderlich (McKe 70).

Unsere Untersuchung der Streuung polarisierter Neutronen an ^{3}He bei einer Einschußenergie von 21.9 MeV soll einen Beitrag zur Klärung liefern. Die Energie entspricht einer Anregung von 35 MeV im ^{4}He Schwerpunktsystem, einem Bereich, wo man den Einfluss von P-Wellen- und eventuell D-Wellen-Resonanzen erwartet. In den folgenden Kapiteln sollen die Grundlagen für die Messung sowie das Meßverfahren erläutert und die Ergebnisse diskutiert werden.

III Grundlagen der Messung

III.1 Theoretische Beschreibung der Streuung zweier Spin-1/2-Teilchen

Um das experimentelle Datenmaterial interpretieren zu können, müssen neben der Zentralkraft weitere Kernkräfte angenommen werden. Die Existenz des Deuterons in einem reinen Triplett-Zustand und das nicht gebundene Singulett-(n-p)-System beweisen, daß diese Kräfte spinabhängig sein müssen.

Das Quadrupolmoment des Deuterons kann letztlich auf ein Potential der Form

$$V_T \left\{ 3 \frac{(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{r})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{r})}{r^2} - \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \right\} \qquad (3.1\,a)$$

$\vec{\sigma}_1, \vec{\sigma}_2$ Proton- und Neutron-Spin-Matrix

$\vec{r}$ relativer Abstand zwischen Proton und Neutron

V_T willkürliche Funktion von $\vec{r}$ und der beiden Relativimpulse $\vec{k}$ und $\vec{k}'$ im Eingangs- bzw. Ausgangskanal

zurückgeführt werden.

Die allgemeinste Form einer Zentralkraft wird beschrieben durch ein Potential

$$V_1 + V_2 (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) + V_3 (\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) + V_4 (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)(\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) \qquad (3.1\,b)$$

mit V_1, V_2, V_3 und V_4 als willkürlichen Funktionen von $\vec{r}$, $\vec{k}$ und $\vec{k}'$. Die zusätzlichen Terme sind verantwortlich für den Spin-, Isospin- und Ort-austausch.

Polarisationseffekte können bei der Streuung von Neutronen an [illegible] nur durch die Hinzunahme eines starken Spin-Bahn-Potentials der Form

$$V_{LS} (\vec{\sigma} \cdot \vec{l}) \qquad (3.1\,c)$$

erklärt werden, wo wiederum V_{LS} eine willkürliche Funktion von $\vec{r}$, $\vec{k}$ und $\vec{k'}$ darstellt. Im n-^{3}He System enthält das Spin-Bahn-Potential zwei Terme aufgrund der Beteiligung zweier Spin-1/2-Teilchen. Es ist üblich, das Potential in der Form

$$B\,(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{n} - \vec{\sigma}_2 \cdot \vec{n}) + C\,(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{n} + \vec{\sigma}_2 \cdot \vec{n}) \qquad (3.1\,d)$$

anzugeben. $\vec{n}$ ist die Normale zur Streuebene, B und C sind willkürliche Funktionen von $\vec{r}$, $\vec{k}$ und $\vec{k'}$.

Um den jeweiligen Anteil an der Gesamtkraft festzustellen, ist die Messung verschiedener experimenteller Größen notwendig. Letztere sollen anhand einer Betrachtung von Stapp et al. (StaM 60) aufgezeigt werden.

Mit der Dichtematrix

$$\hat{\rho} = |i\rangle\ f_{ij}\langle i| \qquad (3.2)$$

ist der Erwartungswert eines Operators A

$$\langle A\rangle = \mathrm{Tr}\,\hat{\rho}A = \sum_i f_{ii}\,\langle i|A|i\rangle \qquad (3.3)$$

wobei f_{ii} den Anteil der Teilchen im Zustand i kennzeichnet, denn bei Entwicklung von $\langle k|\hat{\rho}|k\rangle$ erhält man:

$$\langle k|\hat{\rho}|k\rangle = \sum_{ij}\langle k|i\rangle\ f_{ij}\langle j|k\rangle = \delta_{ik}\delta_{jk}f_{ij} = f_{kk} \qquad (3.4)$$

Von größtem Interesse ist natürlich der Erwartungswert der Streumatrix S oder der äquivalenten Übergangsmatrix T. Ist

$$|\mathrm{final}\rangle = S\,|\mathrm{initial}\rangle,$$

so ergibt sich

$$\hat{\rho}_f = S\ \hat{\rho}_i\ S^{\dagger} \qquad (3.5)$$

Subtrahiert man den ungestreuten Anteil, so wird der gestreute gegeben durch

$$\hat{\rho}_{St} = T \hat{\rho}_i T^+, \quad \text{mit } T = S - 1 \tag{3.6}$$

Bei gegebenem Ein- und Ausgangsimpuls $\vec{k}$ und $\vec{k'}$ schreibt sich (3.6) als

$$\hat{\rho}_{St}(\vec{k'}) = T(\vec{k'}, \vec{k})\ \hat{\rho}_i(\vec{k})\ T^+(\vec{k'}, \vec{k}) \tag{3.7 a}$$

Benutzt man $M(\vec{k'}, \vec{k})$, um für gegebene Spin-Anfangszustände den Übergang in verschiedene Spin-Endzustände zu beschreiben, das heißt

$$\rho_{St}(\vec{k'}) = M(\vec{k'}, \vec{k})\ \hat{\rho}_i(\vec{k})\ M^+(\vec{k'}, \vec{k}), \tag{3.7 b}$$

so ist der differentielle Wirkungsquerschnitt zum Beispiel gegeben durch:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = I(\Theta,\phi) = \frac{Tr\hat{\rho}_{St}}{Tr\hat{\rho}_i} = \frac{Tr(M\hat{\rho}_i M^+)}{Tr\hat{\rho}_i} \tag{3.8}$$

Da man M nach den Spin-Matrizen

$$\vec{\sigma}_\mu = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z, 1)$$

entwickeln kann, ist für zwei Teilchen

$$M = \sum_{\mu,\nu} M^{\mu\nu} \vec{\sigma}_\mu(1)\ \vec{\sigma}_\nu(2) \tag{3.9}$$

$M^{\mu\nu}$ kann wiederum nur von $\vec{k}$ und $\vec{k'}$ abhängen. Schließlich erhält man als allgemeinsten Skalar, der invariant gegenüber Rotation und räumlicher Reflektion ist, die Größe

$$\begin{aligned} M = {} & a + b(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{n} - \vec{\sigma}_2 \cdot \vec{n}) + c(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{n} + \vec{\sigma}_2 \cdot \vec{n}) + d(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{n}\ \vec{\sigma}_2 \cdot \vec{n}) \\ & + e(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{P}\ \vec{\sigma}_2 \cdot \vec{P} + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{K}\ \vec{\sigma}_2 \cdot \vec{K}) + f(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{P}\ \vec{\sigma}_2 \cdot \vec{P} - \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{K}\ \vec{\sigma}_2 \cdot \vec{K}) \\ & + g(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{P}\ \vec{\sigma}_2 \cdot \vec{K}) + h(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{K}\ \vec{\sigma}_2 \cdot \vec{P}) \end{aligned} \tag{3.10}$$

mit $\vec{K}$ und $\vec{P}$ als Einheitsvektor in Richtung von $\vec{k'} + \vec{k}$ und $\vec{k'} - \vec{k}$. Zeitumkehr wechselt das Vorzeichen der Ausdrücke $\vec{\sigma}_i \cdot \vec{P}\, \vec{\sigma}_i \cdot \vec{K}$, so daß bei Invarianz gegenüber Zeitumkehr folgt, daß g und h verschwinden.

Somit bleiben sechs komplexe Größen a bis f aufgrund von sechs linear unabhängigen Amplituden, die das Verhalten der Streuung zweier Spin-1/2-Teilchen beschreiben. Da jede einen komplexen Koeffizienten enthält, gibt es 12 reale Größen, die durch Messung bestimmt werden können. Eine dieser Größen ist jedoch der allgemeine Phasenfaktor, der nicht experimentell bestimmt werden kann. Entwickelt man nach Streuphasen, bleiben somit elf Experimente, um einen für die Beschreibung des n - ^{3}He Systems eindeutigen Phasensatz zu bestimmen, das sind Messung des Wirkungsquerschnitts, der Polarisation und der neun Korrelationen C_{ij}.

Der explizite Zusammenhang zwischen den Elementen einer nach Streuphasen parametrisierten S-Matrix und dem differentiellen Wirkungsquerschnitt $\sigma(\Theta)$ sowie der Polarisation $\vec{P}_1(\Theta)$ des gestreuten und $\vec{P}_2(\Theta)$ des rückgestreuten Teilchens findet sich bei Tombrello et al. (TomM 62, Tom 65)

III.2 Konkurrierende Prozesse

In dem Energiebereich der Untersuchung sind mehrere Kernreaktionen möglich, deren Art und Q-Wert (Los 59) in der Tabelle 3.1 aufgeführt sind.

Tabelle 3.1:

Reaktion	Q-Wert (MeV)
$^{3}He\ (n,p)^{3}H$	+ 0.76
$^{3}He(n,d)^{2}H$	- 3.27
$^{3}He(n,p,n)^{2}H$	- 5.49
$^{3}He(n,p,2n)^{1}H$	- 7.72

Die zusätzlichen offenen Kanäle können bei einer Analyse nur dann vernachlässigt werden, wenn der Wirkungsquerschnitt für die entsprechenden Reaktionen beträchtlich kleiner ist als der Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung. Für den 3 und 4-Körperzerfall des ^{4}He-Compoundsystems sind diese Bedingungen erfüllt. Die Abb. 3.1 zeigt den Vergleich der Wirkungsquerschnitte für die elastische Streuung, die (n,p)- und die (n,d)-Reaktion, (Als 67, Sea 67). Ein Vergleich dieser Kurven sowie die Werte für die differentiellen Wirkungsquerschnitte (zum Beispiel AntP 67, Sea 67)lassen vermuten,daß die Vernachlässigung der (n,d) Reaktion noch zulässig sein könnte, hingegen der $^{3}He(n,p)$-Kanal auf jeden Fall

berücksichtigt werden muß. Genaue Messungen des Wirkungsquerschnitts und der Polarisation in jedem der genannten Kanäle sind für eine endgültige und eindeutige Analyse unbedingt erstrebenswert (McKe 70).

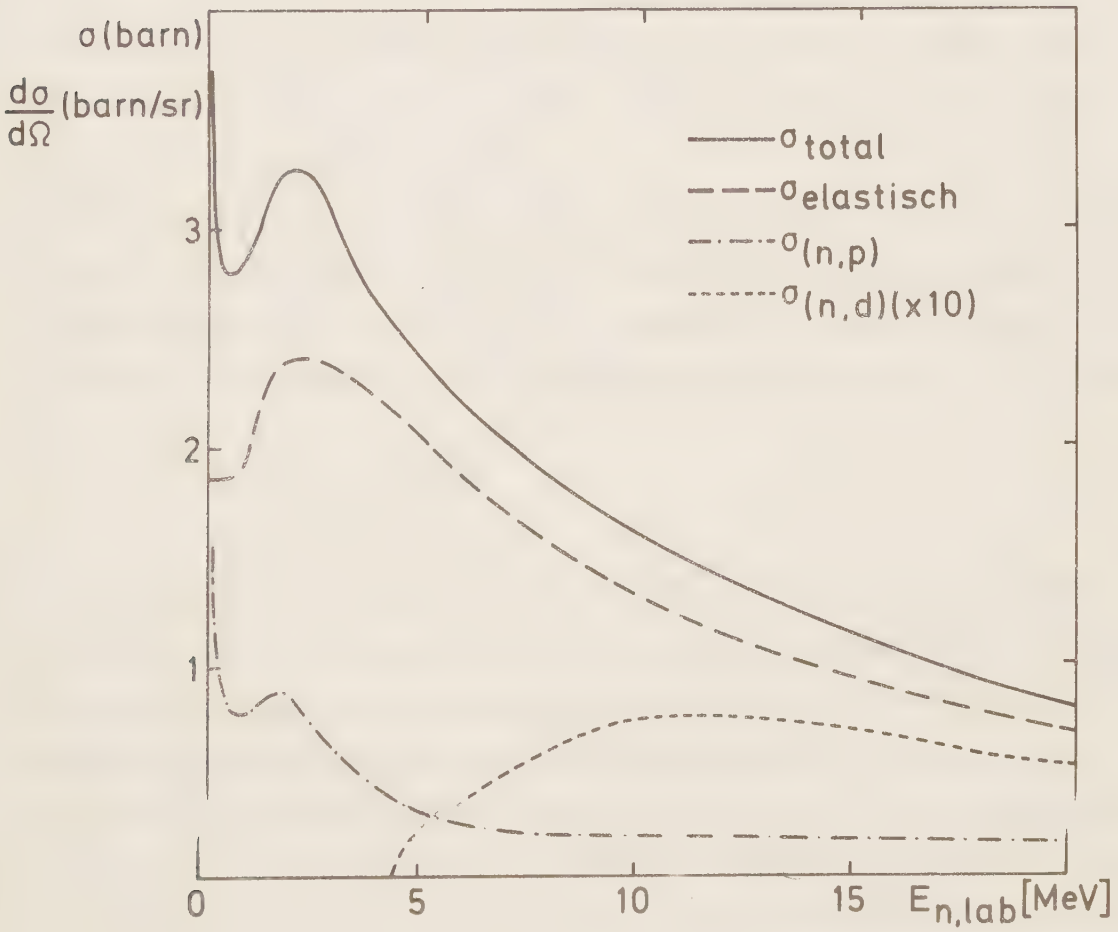


Abb. 3.1: Totale Wirkungsquerschnitte für das System n - ^{3}He und die Einzelreaktionen ^{3}He(n,n)^{3}He, ^{3}He(n,p)^{3}H, ^{3}He(n,d)^{2}H (Als 67)

III.3 Planung des Experimentes

Üblicherweise mißt man die Polarisation, die bei einer Streuung von Nukleonen an Atomkernen auftritt, durch die Bestimmung der Zählratenasymmetrie A nach der Streuung. A ist definiert durch das Verhältnis

$$A = \frac{N_L - N_R}{N_L + N_R} \qquad (3.11)$$

wobei N_L und N_R die Zählraten der bezüglich des einfallenden Strahls nach links und nach rechts gestreuten Teilchen sind. Das Vorzeichen ist der Baseler Konvention entsprechend zu wählen.

Sind $\vec{k}_{ein}$ und $\vec{k}_{aus}$ die Einheitsvektoren in Richtung des ein- bzw. auslaufenden Teilchens und bezeichnet man mit $P_o \cos\varnothing$ die Projektion des Vektors der Primärpolarisation auf die durch $\vec{k}_{ein} \times \vec{k}_{aus}$ gegebenen Streunormale, dann ist der Wert P_1 der zu messenden Polarisation gegeben durch die Beziehung (WolA 52):

$$A = P_1 \cdot P_o \cos\varnothing \qquad (3.12)$$

Bei der Streuung von Neutronen an sehr leichten Kernen ist es oft vorteilhaft, statt der gestreuten Neutronen die Rückstoßkerne nachzuweisen. Das von Christiansen et al. entwickelte und anderweitig (Bue 64, BueC 65, BruB 65, Bus 67) ausführlich beschriebene Verfahren des Nachweises der Rückstoßkerne mittels eines Zählerteleskops aus Parallelplatten-Lawinenzählern, das gleichzeitig das Streugas enthält, konnte wegen der zu geringen Energieauflösung hier nicht verwendet werden. Deshalb wurde eine neue Anordnung entwickelt, die durch die Verwendung eines HLD-Teleskops aus zwei Δ E und einem ortsabhängigen E-Detektor sowie einer getrennt aufgebauten Hochdruck-Gaszelle eine höhere Ansprechwahrscheinlichkeit und bessere Energieauflösung besitzt. Allerdings muß dieser entscheidende Vorteil mit einem anderen Nachteil erkauft werden.

In Konkurrenz zu den geladenen Teilchen aus der elastischen und inelastischen Streuung von Neutronen an ^{3}He treten geladene Teilchen aus Kernreaktionen am Silizium der Detektoren auf. Vor allem die Si(n, α)-Reaktion liefert ^{4}He-Teilchen mit vergleichbarer Energie, wie die Abb. 3.2 zeigt.

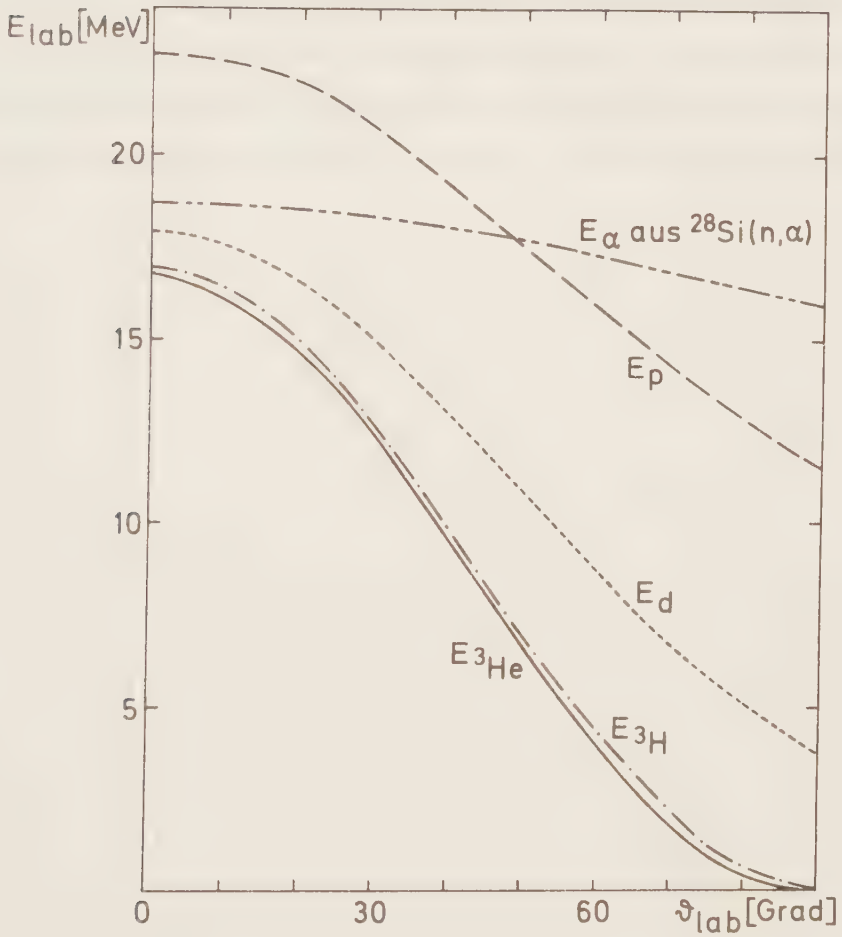


Abb. 3.2: Energie der geladenen Teilchen, die bei den Reaktionen ^{3}He(n,n)^{3}He, ^{3}He(n,p)^{3}H, ^{3}He(n,d)^{2}H und ^{28}Si(n,α)^{25}Mg auftreten, als Funktion des Reaktionswinkels im Laborsystem für eine Einschußenergie von $E_n = 22$ MeV.

Zudem ist der Wirkungsquerschnitt nicht vernachlässigbar (MorH 66, BohH 68). Hier ist eine Trennung nur durch eine gute Energiemessung und Teilchendiskrimination möglich. Durch die Wahl zweier Δ E-Detektoren kann zusätzlich durch Energieverlustsbetrachtungen (siehe Kap. VI) eine Entscheidung über die Flugrichtung der geladenen Teilchen getroffen und somit der durch ^{4}He entstehende Untergrund wesentlich gesenkt werden.

Weiterhin tritt durch die Si(n,x)-Reaktionen eine Zerstörung der Halbleiterdetektoren ein, die sich in einem wachsenden Nullstrom und einem Absinken der Verstärkung bemerkbar macht. Diese Effekte müssen durch laufende Kontrollmessungen verfolgt und bei der späteren Auswertung durch Korrekturen berücksichtigt werden.

III.4 Begründung der Rechnerunterstützung

Im folgenden sollen die Gründe skizziert werden, die den Einsatz eines Prozeßrechners für dieses Experiment notwendig machen.

1. Speicherbedarf

   Wie bereits oben erwähnt, besteht das Nachweisteleskop aus zwei Δ E-Detektoren und einem ortsempfindlichen (E,x)-Detektor. Es fallen somit vier analoge Signale an, die wegen der gewünschten Teilchendiskriminierung mit einer entsprechenden Energie- und ADC-Auflösung gesammelt werden müssen (etwa 4 * 512 Kanäle).

2. Speicherung der Rohdaten

   Da die verwendeten Halbleiterdetektoren im Laufe des Experimentes zerstört werden, ist eine Speicherung der Rohdaten und somit eine Erhaltung ihrer zeitlichen Reihenfolge unerläßlich, damit später eine zeitabhängige Korrektur vorgenommen werden kann.

3. Wechsel zwischen Messung und Eichung

   Aus dem unter 2. bereits genanntem Grunde müssen die Eichwerte genügend häufig kontrolliert bzw. eine neue Eichung der Nachweisapparatur in angemessenen Abständen vorgenommen werden, um den zeitlichen Verlauf der Korrekturparameter ermitteln zu können. Ein "Umschalten" zwischen dem Nachweis der Rückstoßteilchen und der Eichung der Apparatur soll durch einfache Vorwahl vorgenommen werden. Notwendig sind Öffnen und Schließen des Shutters, Aus- und Einblenden des Eichpräparates bzw. eines Pulsers, Auswahl der elektronischen Impulswege und Koinzidenzbedingungen.

4. Wechsel der Polarimeterstellungen

   Zur Vermeidung von systematischen Asymmetrien muß der Nachweis gestreuter Neutronen in acht verschiedenen Polarimeterstellungen vorgenommen werden. Die Durchlaufzeit muß klein sein gegen langzeitige Schwankungen von Target - und Strahlqualität. (Siehe Kapitel IV.)

5. Analyse der Daten

Bereits während der Messung ist eine vorläufige Analyse der Daten zu verlangen, damit notwendige Eingriffe rechtzeitig vorgenommen werden können, zum Beispiel Erhöhung der Detektorvorspannung, wenn ein Abfall der Verstärkung keine sinnvolle Analyse der Daten mehr gestattet.

6. Protokoll

Die Möglichkeit, sämtliche Vorgänge in einem Protokoll festzuhalten, ist eine angenehme Erweiterung des rechnergestützten Experimentes.

IV Experimenteller Aufbau

IV.1 Geometrische Anordnung und Meßverfahren

Die geometrische Anordnung des mechanischen Aufbaus und das Meßverfahren werden anhand der Abb. 4.1 und 4.2 erläutert.

Zur Erzeugung der für das Experiment notwendigen polarisierten Neutronen stand der 5.5 MV van de Graaff-Beschleuniger des Instituts mit einem auf Hochstrom-experimente ausgelegten Strahlführungssystem zur Verfügung. Der Ionenstrahl ist energiestabilisiert und wird auf einen 1 x 1 mm großen Targetfleck fokussiert. Der Strahl kann bei Ausfall des Kühlsystems automatisch bzw. bei experimentell bedingter Notwendigkeit manuell oder rechnergesteuert mittels eines Shutters ausgeschaltet werden.

Das Hochstromtarget ist ein ölgekühltes Rotationstarget. Kühltemperatur und Umdrehungsgeschwindigkeit sind so ausgelegt, daß bei einer mittleren Belastung von 300 Watt die lokale Erwärmung 200° C nicht überschreitet und eine völlige Abkühlung während einer Umlaufperiode gewährleistet ist. Für die Überwachung des Targetstroms und der Umdrehungsgeschwindigkeit ist Sorge getragen.

Streu- und Detektorkammer sind auf einem Dreharm angeordnet. Die Drehachse steht senkrecht auf der durch die Strahlrichtung B und die Verbindung Target-Streuzentrum (T - SC) gebildeten Reaktionsebene. Sie durchstößt den Targetpunkt (Abb. 4.2). Die Neutronenflugrichtung $\overrightarrow{T - SC}$ bildet mit $\vec{B}$ den Reaktionswinkel Θ_o. Die Detektorkammer selbst ist in der Reaktionsebene drehbar um das Streuzentrum angeordnet. Die Längs-(Symmetrie)achse liegt in der Reaktionsebene, durchstößt das Streuzentrum und bildet mit der Neutronenflugrichtung den Winkel ϑ_o. Die Detektorkammer kann um ihre Symmetrieachse um 180° gedreht werden.

Die Messung der Zählratenasymmetrie wird für feste Winkel ϑ_o und Θ_o ausgeführt. Der Asymmetriewert wird aus dem Verhältnis (3.11) der Zählraten in den

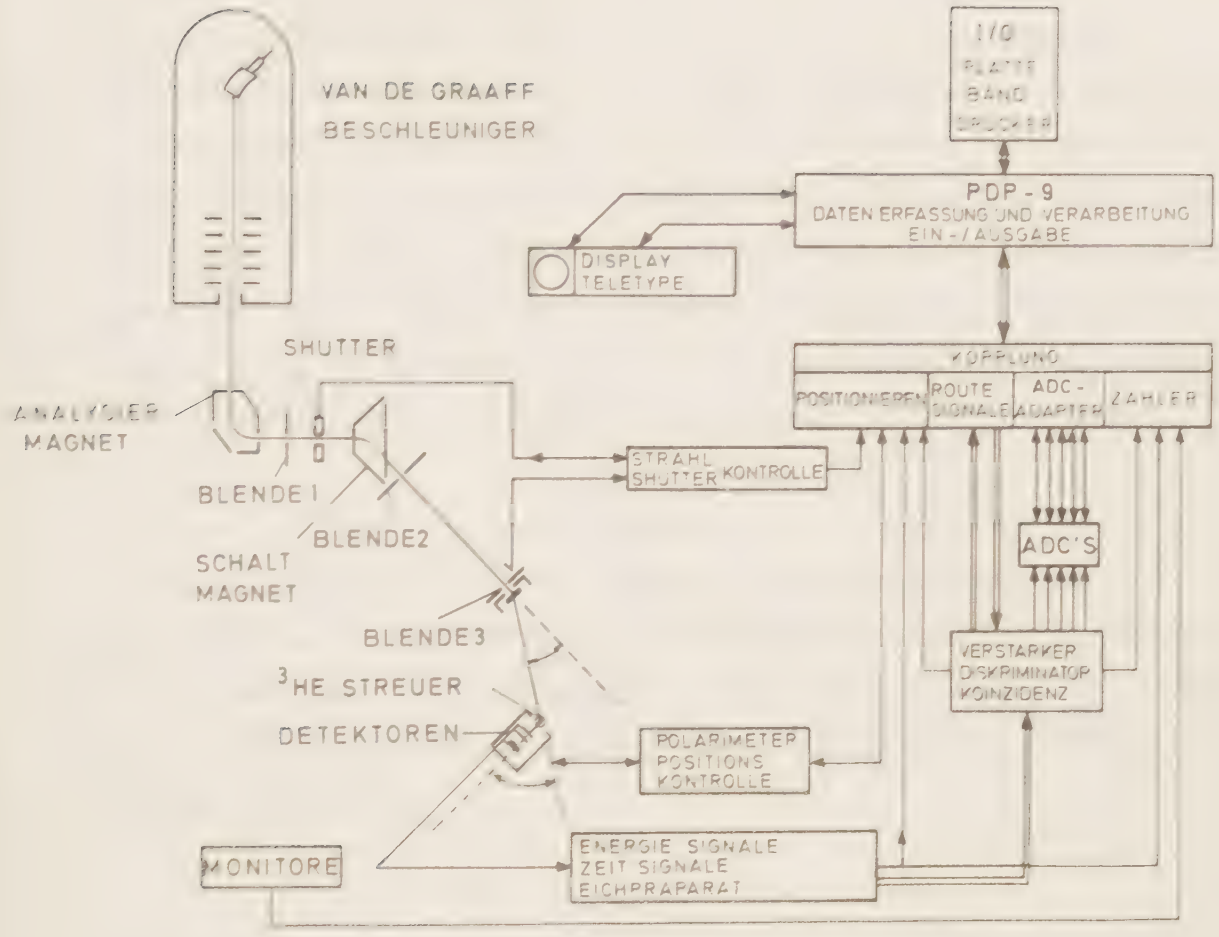
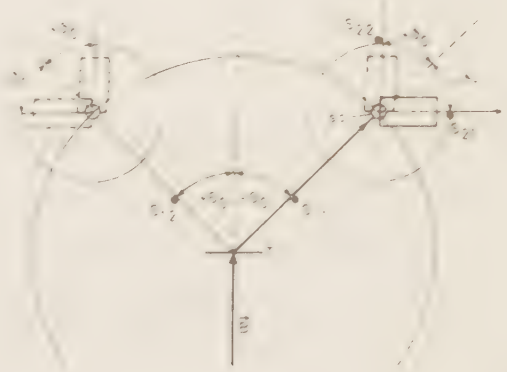


Abb. 4.1: Geometrische Anordnung des Polarimeters und Skizze des Datenerfassungssystems.



S_{11}-S_{22} Winkelanschläge
——— Streurichtung der Rückstoß-Teilchen
——— Neutronen-Flugrichtung
sc Streuzentrum
T Target
$\vec{B}$ Deuteronenstrahlrichtung

Abb. 4.2: Prinzip der Asymmetriemessung

Die unter dem Reaktionswinkel Θ_o emittierten Neutronen werden in SC an einem Analysator gestreut. Es werden die Streuintensitäten in den Stellungen $\pm\,\varphi_o$ gemessen.

Meßstellungen ($-\vartheta_o$, Θ_o, Lage) und ($+\vartheta_o$, Θ_o, Lage) berechnet. Es ist zu bedenken, daß der Links-Streuung der Neutronen eine Rechts-Streuung der ^{3}He-Teilchen entspricht und umgekehrt. Zur Vermeidung apparativer Asymmetrien erster Ordnung werden die Messungen für $^{+}_{-}\Theta_o$ und , nach Drehung der Kammer um 180° (Lage + → Lage-), nochmals für $^{+}_{-}\Theta_o$ durchgeführt. Auf diese Weise erhält man vier Einzelwerte, aus denen das Mittel gebildet werden muß. Ursache und Auswirkung apparativer, zeitlicher und geometrisch bedingter Asymmetrien sowie notwendige Korrekturen sind schon früher ausführlich beschrieben worden (Lib 66/67, Bus 67). Die Ausführungen können sinngemäß auf diese Apparatur übertragen werden.

Die Werte $^{+}_{-}\Theta_o$ und $^{+}_{-}\vartheta_o$ sowie die Bewegung der Kammer um die Symmetrieachse sind durch Anschläge fest einstellbar. Die Bewegungen des Detektors innerhalb dieser Grenzen können durch Motoren ausgeführt werden. Die Anschläge dienen über Schalter gleichzeitig als Begrenzer der Motorbewegung und der Codierung einer Meßstellung. Jede der 8 Meßstellungen ist damit einer eindeutigen Code-Nummer zugeordnet.

Im folgenden werden der Aufbau von Streukammer und Halbleiterteleskop sowie die Elektronik zur Datenerfassung und die Kopplung an den Prozeßrechner zur Datenverarbeitung gesondert beschrieben.

IV.2 Streukammer und HLD-Teleskop

Die mechanische Anordnung von Detektorkammer und Streuzelle in der Drehapparatur wird durch die Schnittzeichnungen der Abb. 4.3 a - c ausreichend erläutert. Im folgenden wird deshalb anhand der Abb. 4.4, einem Schnitt in der Reaktionsebene, der Aufbau der Streukammer dargestellt.

Die Streuzelle besteht aus einer Edelstahlhülse von 1 cm Durchmesser und 1 mm Wandstärke. Die Zelle ist als Proportionalzählrohr ausgebildet. Eine rechteckige Öffnung von 1.7 mm in der Reaktionsebene und 3.7 mm in der Senkrechten gestattet den Rückstoßteilchen den Durchtritt in die Detektorkammer. Die Öffnung wird durch eine 62 μm starke Chrom-Nickel-Folie druckdicht zur evakuierten

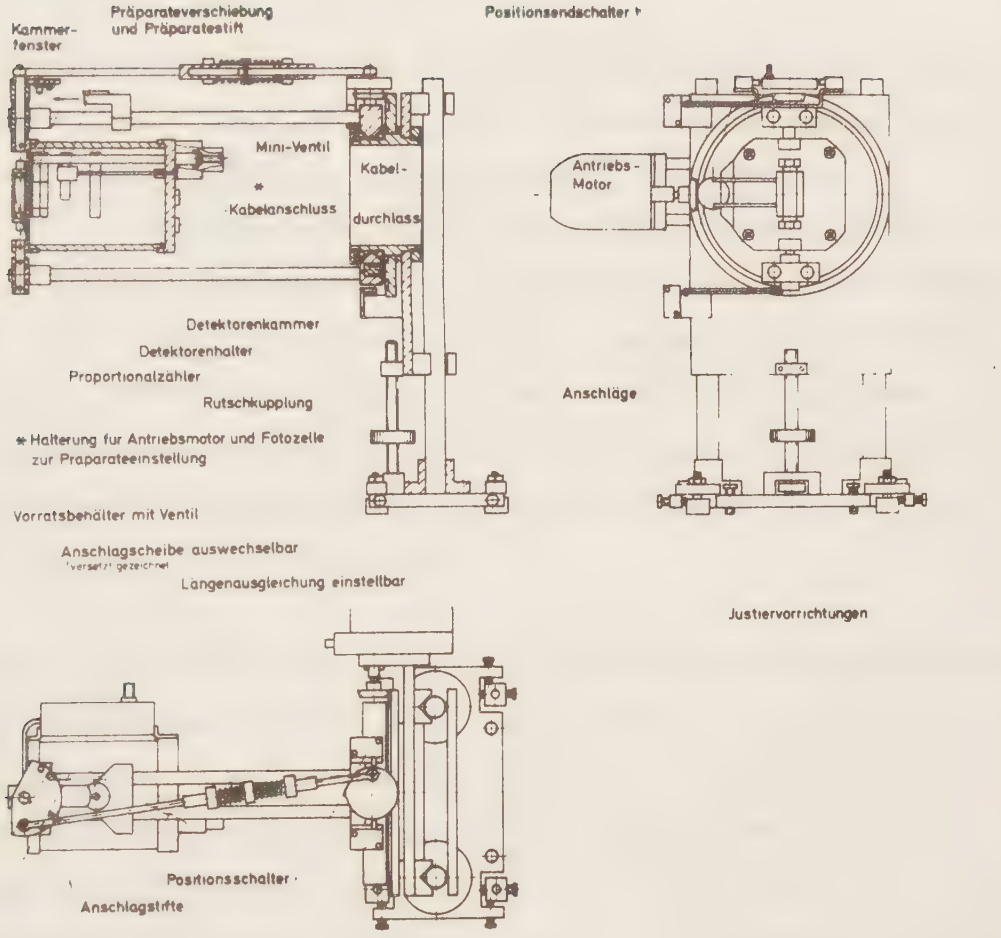


Abb. 4.3: Schnittzeichnungen der Streu- und Detektorkammer sowie der mechanischen Positioniereinrichtung für die Änderung des Streuwinkels $\pm$ o und die Drehung der Kammer um ihre Symmetrieachse.

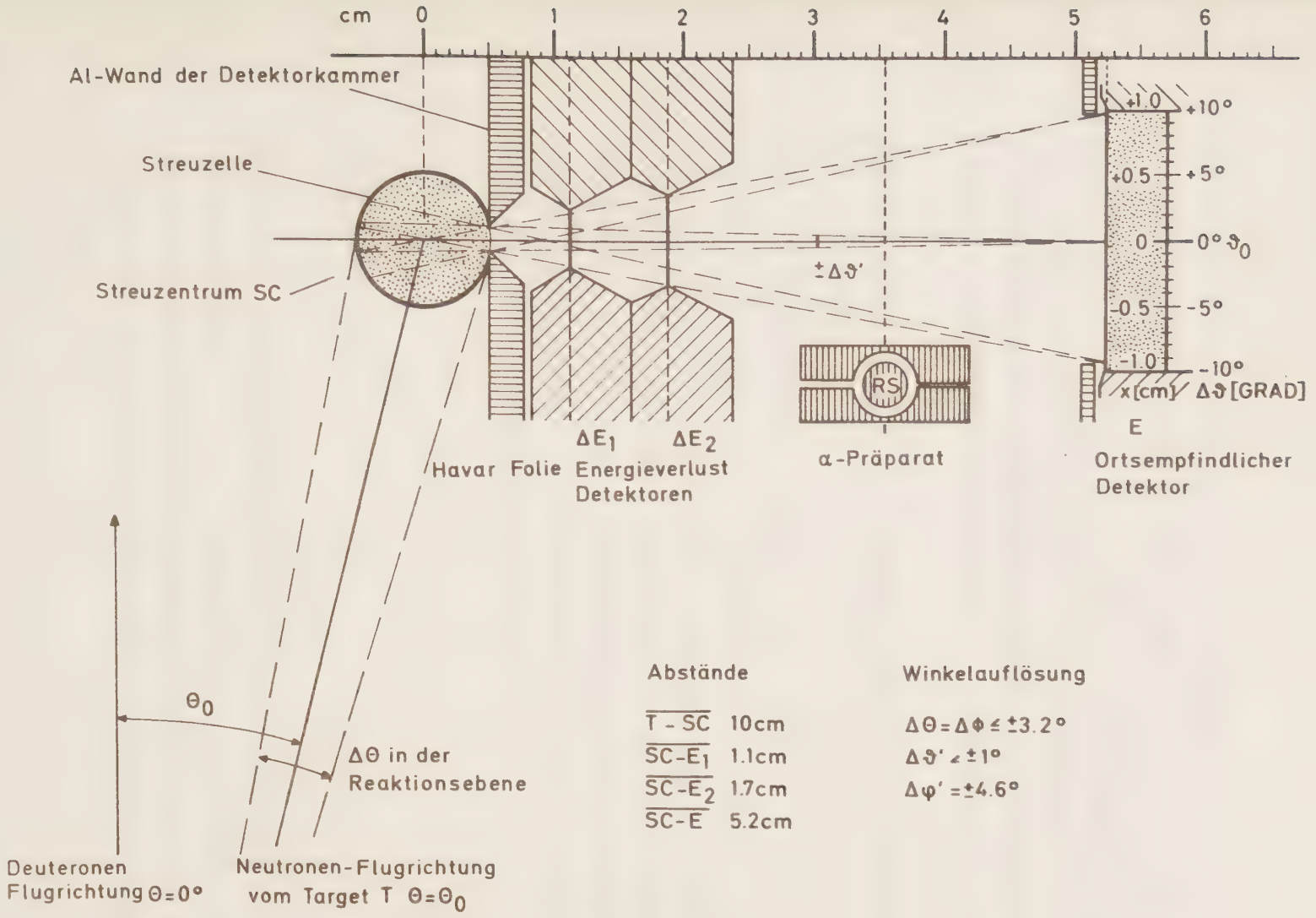
a) Längsschnitt
b) Vorderansicht
c) Aufsicht

Detektorkammer hin abgeschlossen. Die Streukammer kann mit 25 at des Streugases gefüllt werden. Seitlich an der Detektorkammer befinden sich die Gasventile und ein Vorratsgefäß, das über eine Kanüle mit der Streukammer zum Ausgleich von Diffusionsverlusten verbunden ist.

Zum Nachweis der geladenen Rückstoßteilchen dient ein Halbleiterteleskop aus zwei Energieverlustzählern (ΔE_1, ΔE_2) und einem ortsabhängigen Zähler (E). Die Dicken der Detektoren werden so gewählt, daß die Summe $\Delta E_1 + \Delta E_2 + E$ der Energie der nachzuweisenden Rückstoßteilchen entspricht und in E ein einwandfreies Energie- und Ortssignal gebildet wird. Das Produkt $(\Delta E_1 + \Delta E_2) \cdot E$ wird zur Teilchendiskrimination verwendet und die Differenz $(\Delta E_1 - \Delta E_2)$ als Hilfe zur Unterscheidung der Flugrichtung von geladenen Teilchen aus Si(n,x) Reaktionen, die in allen drei Zählern ein koinzidentes Ereignis liefern, das Teleskop also in Richtung auf die Streukammer oder umgekehrt durchlaufen haben. (siehe Kap. VI.2)

Die aktive Oberfläche des E-Detektors wird durch eine Blende auf ein Rechteck mit den Kantenlängen von 20 mm in der Reaktionsebene und 4 mm in der Senkrechten begrenzt. Jedem Ort x läßt sich eindeutig ein Winkel von $\vartheta_o + \Delta\vartheta$ zuordnen (siehe Abb. 4.4). Bei der gewählten Anordnung (siehe Tab. 4.1) und einer Ortsauflösung von 1 mm ergibt sich eine Winkelauflösung von 1°_{Lab} für die gestreuten Rückstoßteilchen bzw. von 2°_{cm} für die gestreuten Neutronen. Der E-Detektor spannt einen Winkel von $\Delta\vartheta_{max} = \pm 10^\circ$ auf und gestattet damit eine gleichzeitige Aufnahme der Zählraten für Rückstoßteilchen in einem Winkelbereich von 20°.

Der Einbau der Δ E-Detektoren erfolgt so, daß der durch die Blende vor dem E-Detektor vorgegebene Raumwinkel nicht begrenzt wird.
Zur Energie- bzw. Ortseichung ist zwischen den Detektoren ein in Richtung der Ortsempfindlichkeit bewegliches ThB-α-Präparat angebracht. Um eine Orts-



Abstände		Winkelauflösung
$\overline{T-SC}$	10cm	$\Delta\Theta = \Delta\Phi \leq \pm 3.2°$
$\overline{SC-E_1}$	1.1cm	$\Delta\vartheta' < \pm 1°$
$\overline{SC-E_2}$	1.7cm	$\Delta\varphi' = \pm 4.6°$
$\overline{SC-E}$	5.2cm	

Abb. 4.4: Schnitt durch die Streu- und Detektorkammer in der Reaktionsebene

eichung mit einer Auflösung von 1 mm in der gegebenen Anordnung vornehmen zu können, besitzt der Präparatehalter in Richtung auf den E-Detektor eine Schlitzöffnung von 1/10 mm Breite. An der dem Schlitz gegenüber liegenden Seite befindet sich eine Öffnung von 2/10 mm zur einfachen Kollimierung eines Strahlenbündels für die Energieeichung der beiden Δ E-Detektoren. Bei der Eichung durchlaufen die Teilchen zuerst ΔE_2. Siewerden in ΔE_1 gestoppt.

Die Energie- und Ortseichung wird in allen Fällen mit Hilfe der beiden α-Energien des Th-Präparates (6.o5 und 8.78 MeV) vorgenommen. Zur Ortseichung kann das Präparat längs einer Spindel mit einer Steigung von 0.3 mm in x-Richtung (Abb. 4.4) bewegt werden. Die Bewegung erfolgt mit Hilfe eines Motors, dessen Umdrehungen an einem Zylinder mit je zwei Hell- und Dunkelzonen durch eine Photozelle gezählt werden können. Der Links- und Rechtslauf des Motors ist vom Rechner steuerbar. Dies gestattet eine schnelle Kontrolle der Eichung, zum Beispiel beim mittleren Winkel ϑ_o, in der Zeit, in der das Polarimeter in eine neue Meßstellung bewegt wird.

IV. 3 Elektronik

Abbildung 4.5 zeigt das Blockschaltbild der elektronischen Apparatur. Die Energiesignale (ΔE_1, ΔE_2, E) und das Ortssignal (x) werden über ladungsempfindliche Verstärker (VV) auf Signalverteiler (SV) geleitet. An den Signalverteilern wird je ein Impuls für die analoge bzw. digitale Weiterverarbeitung abgezweigt.

Der Analog-Impuls wird über eine Verzögerung einem Linearen Tor (LG) zugeleitet. Diese Tor wird nur unter den im folgenden erläuterten Koinzidenzbedingungen aufgesteuert.

Das zweite vom SV abgeleitete Signal wird auf einen Differential-Diskriminator gegeben. Dieser gestattet das Setzen einer unteren und oberen Energie- bzw. Ortsschwelle. Das Ausgangssignal des Diskriminators wird für zweiverschiedene Koinzidenzzweige verwendet. Diese werden an Abbildung 4.5b erläutert.

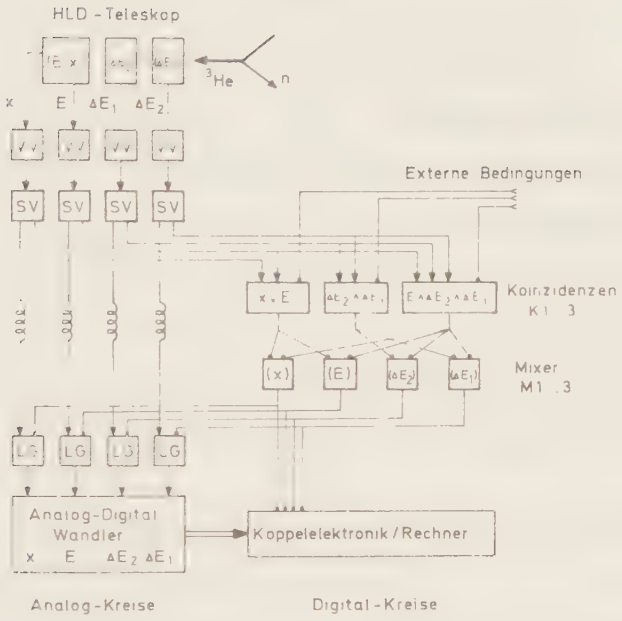


Abb. 4.5 a:

Blockschaltbild der Nachweis-elektronik

HLD Halbleiter-Detektor
VV Ladungsempfindlicher Verstärker
SV Signalverteiler
ADC Analog-Digital-Wandler
LG Lineares Tor

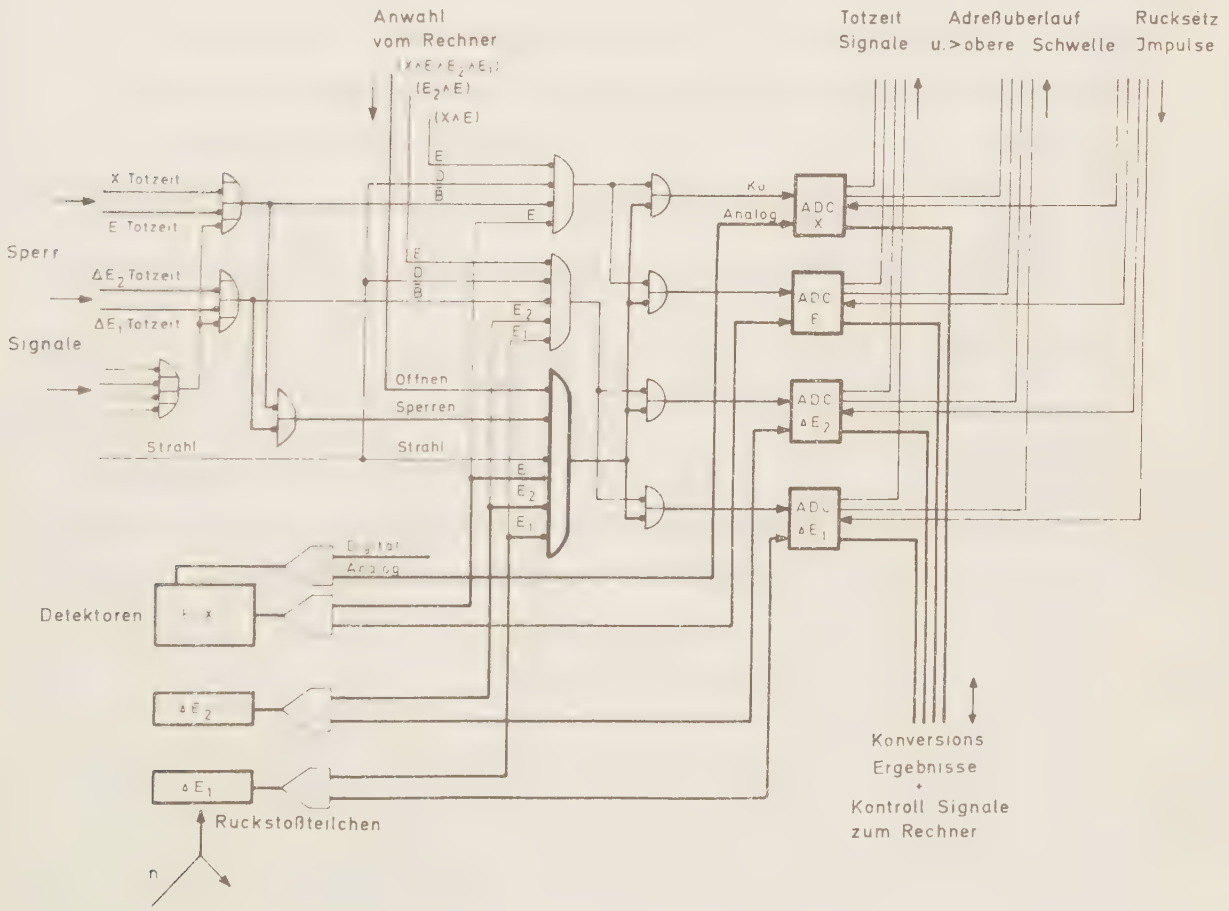


Abb. 4.5 b: Prinzip der Anwahl von 3-fach und zwei mal 2-fach Koinzidenzen zum Nachweis von ^{3}He-Rückstossteilchen und zur unabhängigen Eichung der Detektoren.

a) Der erste Zweig ist durch die stärker markierten Impulswege gekennzeichnet. Hier wird auf der Koinzidenzstufe K1 eine dreifache Koinzidenz zwischen den ΔE_1, ΔE_2, E Signalen gefordert. Die Erfüllung dieser Bedingung bedeutet den Nachweis eines ^{3}He-Rückstoßteilchens. Ein Ortssignal wird nicht verlangt, da x = Ø zulässig ist. Eine weitere Bedingung ist die Bereitschaft der Analog-Digital-Wandler (ADC 1 - 4). Dazu wird das inklusive Oder aller Totzeiten in Antikoinzidenz geschaltet. Weiter wird die Meldung "Genügend Strahlintensität" über die Messung des Targetstroms und die Anwahl dieses Koinzidenzzweiges durch den Rechner zur Bedingung gemacht.

b) Die beiden anderen Digitalzweige dienen entsprechend zur Messung je einer Zweifachkoinzidenz $\Delta E_1 \cdot \Delta E_2$ bzw. E · x. Ein Koinzidenzsignal wird nur geliefert, wenn ADC 1 -2 bzw. ADC 3 - 4 konversionsbereit sind. In beiden Fällen wird das Signal "kein Strom am Target" sowie die Anwahl durch den Rechner gefordert. Diese Zweige dienen der Energieeichung der Detektoren und können beliebig einzeln oder gemeinsam aber unabhängig voneinander zur Eichung angewählt werden.

Über einen Mixer werden alle für den jeweiligen Analogkreis zuständigen Koinzidenzsignale auf einen Toreingang zum Aufsteuern der LG gegeben.

Ein ähnliches wahlweise ansteuerbares Signalsystem muß zur Zeit für das Rücksetzen der ADC verwendet werden. Wenn ein ADC aufgrund eines zu kleinen oder zu großen Eingangssignals nicht konvertiert bzw. einen Überlauf meldet, müssen alle an der Koinzidenz beteiligten ADC gelöscht werden. Andernfalls wird kein vollständiges Informationstupel an den Rechner geliefert.

IV.4 Kopplung zum Prozeßrechner

Die Prozeß-Koppelelektronik stellt das Bindeglied zwischen der bisher beschriebenen Experimentierelektronik und dem Prozeßrechner dar. Sie besteht aus mehreren sogenannten "Zeilen" mit 16 Einbauplätzen für Geräte. Der Verkehr dieser Geräte mit dem Rechner wird über eine "Zeilen-Steuerung" abgewickelt. Für Geräte zur Bearbeitung hoher Datenflüsse besteht die Möglichkeit des direkten Rechnerzugriffs über die "Zeilen-Fremd-Steuerung". Der modulare Aufbau und die Funktionsweise der Koppelelektronik sind an anderer Stelle ausführlich beschrieben worden (BecK 70, BusM 70). Hier wird deshalb nur der Einsatz der Elemente erläutert, die im beschriebenen Experiment benötigt werden, das heißt ADC-Adapter, Zähler, Ein- und Ausgaberegister.

Zu jedem ADC gehört ein Kopplungsadapter, der die nach einer Konversion bereitgestellten Daten zusammen mit den Zusatz-(Routing)-Signalen von anderen externen Geräten in einen Puffer übernimmt, den ADC für die nächste Konversion freigibt und gleichzeitig eine Anforderung zur Datenübernahme an den Rechner schickt. Dieses Verfahren hat den Vorteil, daß die vom Rechner bis zur Übernahme benötigte Zeit bereits für die nächste Konversion verwendet werden kann. Dieser Vorzug geht bei mehrparametrigen Koinzidenzmessungen verloren, da ein neues Ereignis ohnehin erst akzeptiert werden kann, wenn alle an der Koinzidenz beteiligten ADC freigegeben werden können.

Zur Erfassung diverser Impulsraten steht ein Satz von Zählern zur Verfügung, die wahlweise als Vorwahl-Zähler oder normale Zähler verwendet werden können. Jeder Überlauf wird dem Rechner gemeldet und kann dort weiterverarbeitet werden bzw. eine geeignete Aktion einleiten. Im vorliegenden Experiment werden Zähler zur Ermittlung von Monitorzählraten eingesetzt. Durch elektronisches Zusteuern der Impulseingänge durch das Totzeitsignal der ADC kann eine automatische Totzeitkorrektur vorgenommen werden. Der Einsatz als Vorwahlzähler wird bei der Steuerung des Eichpräparates erforderlich. Hier kann die Verschiebung des Präparates durch

eine entsprechende Impulsvorwahl definiert werden. Die geeignete Reaktion auf den Ablauf der Vorwahl ist die Aufnahme eines Teilchenspektrums in der erreichten Stellung.

Das Eingaberegister gestattet dem Rechner die Übernahme eines 18-bit Datenwertes, wobei jedem Bit ein Eingang auf der Frontplatte des Gerätes zugeordnet ist. Konventionelle elektronische Geräte können durch Puls- oder Levelsignale am Eingang des Registers eine Meldung an die Zeilensteuerung und somit eine Programmunterbrechung im Rechner verursachen.Es können beliebige Binärmuster in den Rechner eingegeben werden. Eingangssignale, die keine Meldung verursachen sollen, können vom Rechner durch Setzen eines Maskenregisters im Eingaberegister gesperrt werden. Im beschriebenen Experiment wird dieses Gerät zur Übernahme der Code-Nummern von Meßstellungen und zur Eingabe von Meldungen bei Beginn oder Beendigung mechanischer Bewegungen (Präparatehalter, Versetzen des Polarimeters) verwendet. Die Eingaben führen zu einer Reaktion des Programmsystems, zum Beispiel Neustart der Messung nach Positionierung des Polarimeters oder Abbruch der Datensammlung bei einer unerlaubten Entfernung aus der Meßstellung während des Nachweises gestreuter Neutronen.

Das Ausgaberegister liefert ein vom Rechner ladbares 18 Bit-Datenwort. Jedem Bit entspricht ein Puls- oder Levelausgang. Es wird eingesetzt zur Auswahl einer neuen Meßstellung (Ausgabe der entsprechenden Code-Nummer), Steuerung des Präparatehalters zur Orts- und Energieeichung der Detektoren und zur Festlegung der Impulswege für verschiedene elektronische Verarbeitung der Daten aus einer Datenquelle.

V Untersuchungen zum rechnergeführten Ablauf der Messungen

In diesem Kapitel sollen die Möglichkeiten einer sinnvollen Unterstützung des Experimentes durch einen Prozeßrechner und die beschriebene Koppelelektronik untersucht werden. Dabei sollen zwei Gesichtspunkte im Vordergrund stehen.

1. Der Einsatz des Rechners soll wesentlich über eine bloße Verwendung als Datenspeicher bzw. Verwalter externer Datenspeicher hinausgehen.

2. Ein Experiment ist ein Verfahren, dessen Ziel zwar feststeht, dessen Ausgang jedoch nicht bekannt ist. Es kann daher nicht durch einen Prozeß ersetzt werden, dessen Ablauf bis ins Detail festliegt. Man kann allerdings untersuchen, ob ein Experiment in mehrere vorgezeichnete kleine Prozeßabläufe zerfällt. Diese könnten dann als Experimentbausteine zur Verfügung gestellt und der experimentelle Charakter in die Art der Verknüpfung dieser Bausteine verlegt werden.

Untersuchungen zu diesem Thema sind bereits im Rahmen eines Förderungsvorhabens des Bundesministeriums für Wissenschaft und Forschung in diesem Institut gemacht worden (Fre 69, HMI-69, DegF 69). In den zitierten Arbeiten werden Vorschläge für die Erleichterung der Experimentprogrammierung gemacht. Da dort die Verknüpfung von Bausteinen jedoch vor ihrer Assemblierung vereinbart wird, ist das gesamte System zur Ablaufzeit starr und kann nicht mehr verändert werden. Hier wird deshalb ein Betriebssystem vorgeschlagen, das dem Experimentator Freiheit bei der Wahl des Experimentablaufes sowohl bei der Planung als auch während der Messung läßt. Dabei werden die Ausführungszeit für die Ablaufsteuerung und der Kernspeicherbedarf nicht wesentlich erhöht.

V.1 Experimentstruktur und Funktionsablauf

Aus den für die Durchführung des Experimentes notwendigen Aufgaben ergibt sich eine Grobstruktur, die an Abb. 5.1 erläutert werden soll.

Das Schema zerfällt zunächst in vier Phasen:

1. Einstellung der Apparatur

   Zur Einstellung der Apparatur gehören die Wahl der Detektorvorspannung, der Verstärkung, der Analog-Impulsfenster (Energieschwellen), der Verzögerungen und der Koinzidenzen. Diese Arbeiten werden an der in Kapitel IV.3 beschriebenen Elektronik durchgeführt. Die fehlerfreie Funktion wird durch Aufnahme eines Teilchenspektrums geprüft.

2. Eichung der Apparatur

   Die Eichung der Apparatur dient zur Verbindung der digitalisierten Analogwerte mit physikalischen Größen und zur Bestimmung des Auflösungsvermögens für diese Grössen.

   Im vorliegenden Fall muß eine Energieeichung der beiden Energieverlustdetektoren (ΔE_1, ΔE_2) und eine Energie- und Ortseichung des ortsempfindlichen Detektors (E) vorgenommen werden. Für die Energieeichung genügt die Aufnahme eines Teilchenspektrums mit dem ThB - α Präparat, das beweglich zwischen E und (ΔE_1, ΔE_2) angebracht ist. Für die Ortseichung ist die Bewegung des Präparatehalters und die Aufnahme eines Teilchenspektrums in verschiedenen Stellungen notwendig.

   Alle Eichungen sind unabhängig voneinander. Sie sollen aus Zeitgründen gleichzeitig durchgeführt werden. Die Eichkurven können zunächst nur in Differenzen relativ zu einem Anfangswert (zum Beispiel Nullpunkt) und in Einheiten der Schrittgröße (zum Beispiel Kanalzahl, Impulszahl) berechnet werden. Um Absolutwerte zu erhalten, muß der Experimentator zusätzlich die physikalisch und experimentell bedingten Konstanten angeben.

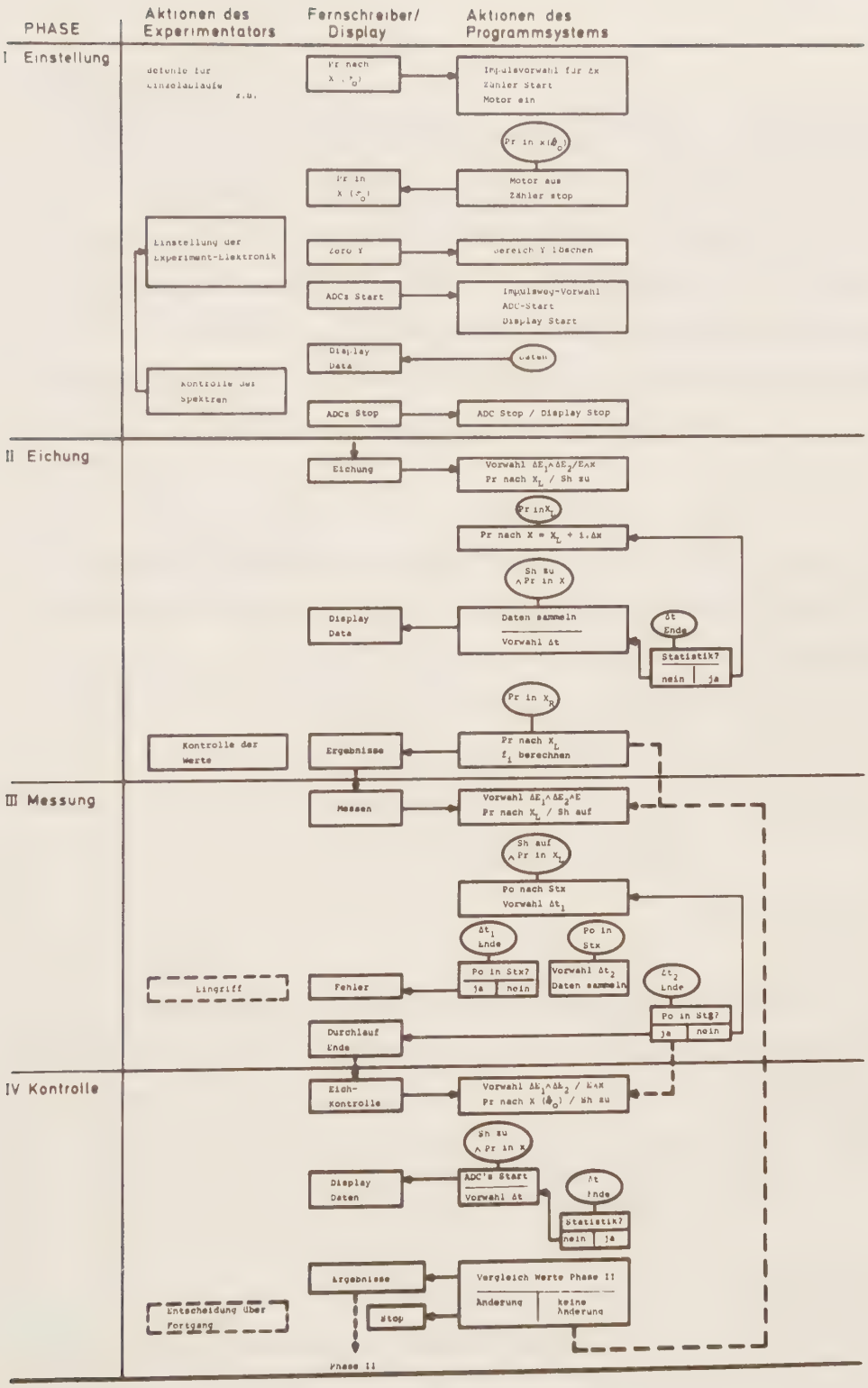


Abb. 5.1: Schematische Darstellung von vier Experiment-Phasen

In den einzelnen Phasen sind zur Erläuterung willkürlich ausgewählte Funktionsabläufe vereinfacht dargestellt. Kreise stellen Programmunterbrechungen dar, Pfeile Verknüpfungsrichtungen. Unterbochene Pfeile skizzieren mögliche Übergänge zwischen den Phasen.

3. Eigentliche Messung

Im vorliegenden Experiment muß das Polarimeter (Steuer und Nachweisteleskop) aufgrund des Meßverfahrens in eine gewünschte Meßstellung gebracht, der Neutronenstrom "eingeschaltet" und die Nachweisapparatur in Betrieb gesetzt (gestartet) werden. Die Aufnahme von Ereignissen läuft solange, bis entweder der Experimentator eingreift, eine vorwählbare Zeit abgelaufen oder eine vorgegebene Statistik erreicht ist. Dieses Verfahren wird zyklisch wiederholt, bis sämtliche Meßstellungen durchlaufen sind.

4. Kontrolle der Eichwerte

Die Kontrolle der Eichwerte dient dazu, die Stabilität der Apparatur zu überprüfen und Änderungen dieser Werte festzustellen. Das Verfahren gleicht dem der Phase 2, es wird jedoch nur an wenigen Eichpunkten durchgeführt. Die Ergebnisse werden mit denen der Phase 2 verglichen. Sie können gegebenenfalls eine Korrektur der Einstellung (Wiederholung der Phase 1) zur Folge haben. Es ist anzustreben, die Kontrolle in einer "Totzeit" der Phase 3 (zum Beispiel Änderung der Meßstellung) vorzunehmen.

Zur Vermeidung systematischer Asymmetrien, die zum Beispiel durch Änderung der Strahlqualität bzw. des Targets oder ungleichmäßige Zerstörung der Halbleiterdetektoren durch (n,x)-Reaktionen hervorgerufen werden, sind die Meßzeiten der Phase 3 relativ kurz. Ein häufiger Wechsel zwischen Phase 3 und 4 ist anzustreben und kann leicht von einem Rechner übernommen werden.

Für die Phase 1 ist jedoch eine fernsteuerbare Verstellung von Analogwerten erforderlich. Da eine solche Elektronik im Institut noch nicht vorhanden ist, muß diese Aufgabe vom Experimentator selbst wahrgenommen werden. Dies hat zur Folge, daß in der Phase 4 die Einstellung der Apparatur nicht vom Rechner korrigiert werden kann. Die Eichung kann allenfalls kontrolliert und ihre Änderung verfolgt werden. Damit ist immerhin die Möglichkeit für eine spätere Korrektur der Meßwerte gegeben.

Aus den angeführten Erwägungen ergibt sich der in Abb. 5.1 grob skizzierte Funktionsablauf. Als unmittelbare Konsequenz sind folgende Forderungen an die Erstellung eines Programmsystems zu richten:

1. Der Experimentator muß ständig die Möglichkeit zur Sichtung bzw. Vorauswertung der einlaufenden Daten und der jeweils gültigen Eichwerte haben. Er entscheidet, ob letztere noch physikalisch bzw. meßtechnisch sinnvoll sind.

2. Der gesamte Funktionsablauf soll nahezu beliebig unterbrechbar sein, zum Beispiel durch den Operator oder durch Überwachungsprogramme beim Auftreten von Fehlern.

3. Einzelaufgaben (zum Beispiel Positionieren des Präparatehalters, Aufnahme eines Teilchenspektrums) müssen zu Eich- oder Kontrollzwecken durchgeführt werden können.

V.2 Modulare Programmstruktur, Ablaufsteuerungen und -kontrolle

Aus der Skizzierung der einzelnen Phasen im vorigen Kapitel ist ersichtlich, daß diese sehr komplex gestaltet sind und in viele kleine isolierbare Einzelaufgaben zerfallen. Es liegt deshalb nahe, das Programmsystem aus kleinen Bausteinen (Modulen) zusammenzusetzen, die eben diese Einzelaufgaben abwickeln. Dabei sollen die Bausteine so elementar und ihre Nahtstellen soweit standardisiert sein, daß sie für gleiche Aufgaben an verschiedenen Stellen eingesetzt werden können.

Eine solche Zerlegung soll anhand des Programmbausteins "Eichung des ortsempfindlichen E-Detektors" erläutert werden. Die Aufgabe besteht darin, das Präparat aus seiner Ruhestellung (linker Anschlag) in das "Blickfeld" des E-Detektors zu bewegen und dann jeweils in den Stellungen $\vartheta_0 + n \cdot \Delta\vartheta$ (zum Beispiel $-10 \leq n \leq +10$, $\Delta\vartheta = 1^\circ$) ein Teilchenspektrum aufzunehmen. Der Funktionsablauf vollzieht sich in folgenden Schritten:

1. Positionierung des Präparates am linken Anschlag
2. Schließen des Shutters
3. Anwahl der Elektronik zur Eichung des E-Detektors (siehe Kapitel IV.3)
4. Positionieren des Präparates in der ersten Meßstellung (zum Beispiel $\vartheta_o - 10 \cdot \Delta\vartheta$) im Anschluß an Punkt 1
5. Vorwahl eines Zeitintervalles und Aufnahme von Teilchenspektren über die ADC, und zwar im Anschluß an die Erfüllung der Punkte 2,3 und nach Erreichen der Meßstellung
6. Prüfung der Linieninhalte im Teilchenspektrum auf ihren statistischen Fehler nach Ablauf des Zeitintervalles (Punkt 5)
7. a) Erneute Vorwahl des Zeitintervalles, wenn der statische Fehler nicht unter der geforderten Grenze liegt, und Rückkehr zu Punkt 6 oder
   b) Beendigung der Spektrenaufnahme (das heißt ADC-Stop, Datensicherung einschließlich Orts- und Zeitangaben) und Fortführung mit Punkt 8
8. Einleitung einer Versetzung des Präparates um $\Delta\vartheta$ und Rückkehr zu Punkt 5 oder Fortführung mit Punkt 9
   - Die Schleife der Punkte 5 bis 8 wird solange durchlaufen, bis der Experimentator eingreift, Fehler auftreten oder der rechte Anschlag erreicht ist. Letzteres gibt Anlaß zu einer Fortführung bei Punkt 9,-
9. a) Bewegung des Präparatehalters zum linken Anschlag und
   b) Berechnung der Koeffizienten der Eichfunktion(en) $f(E, \sim\vartheta, t = \text{Zeitpunkt der Eichung})$ aus den aufgenommenen Daten und Vergleich mit der vorigen Eichung.
   - Sobald die parallel laufende Eichung der Δ E-Detektoren beendet ist, kann sich hieran eine Korrektur der Einstellung und eine neue Eichung oder aber eine "Messung" der Neutronenstreuung anschließen. -

In dieser Darstellung sind Abläufe aufgeführt, die wiederum in kleinere Einzeloperationen zerfallen. So besteht zum Beispiel der Modul "Zeitintervall" aus folgenden Einzelfunktionen:

SET	Vorwahl des Zeitintervalls
RESET	Rücksetzen des Zeitintervalls
START	Beginn des Zeitablaufs
STOP	Unterbrechen des Zeitablaufs
RESUME	Weiterführung des Zeitablaufs nach STOP

Diese Operationen stellen "Eingänge" des Moduls dar. Den einzigen "Ausgang" bildet die Meldung "INTERVALLENDE". Zwischen den Eingängen bestehen innerhalb des Moduls Verknüpfungen, die die Einhaltung von Nebenbedingungen garantieren. Zum Beispiel darf nach START die Funktion RESET vom Modul nicht ohne die Meldung "INTERVALLENDE" ausgeführt werden.

Da das Ende von Abläufen, wie hier das des Zeitintervalls, im allgemeinen im Rechner eine Programmunterbrechung auslöst, ist es zweckmäßig, durch diese Unterbrechung über einen Vermittler eine Folgeoperation anzustoßen, über deren Art der Vermittler entscheidet. Eine solche Struktur hat den entscheidenden Vorteil, daß man ein "passives" Betriebssystem einsetzen kann. Dieses tritt nur bei Bedarf in Aktion, die freibleibende Rechenkapazität kann anderweitig verwendet werden. Im Gegensatz hierzu muß in einem "aktiven" System ständig auf das Ende eingeleiteter Vorgänge abgefragt werden.

Allerdings sind auch in einem "passiven" System Kontrollen unerläßlich. Bei sämtlichen Vorgängen, die durch eventuell auftretende Fehler nicht abgeschlossen werden können, ist eine Abfrage der erfolgreichen Beendigung nach Ablauf eines angemessenen Zeitintervalls anzustreben, es sei denn, die aufgetretenen Fehler lösen selbst eine Programmunterbrechung aus, die eine geeignete Aktion einleitet. Wird beispielsweise im beschriebenen Experiment das Erreichen einer Endposition (mechanischer Anschlag, der eine Meßstellung definiert) verwendet, um eine neue Messung zu starten, so ist der automatische Ablauf bei Versagen der Mechanik unterbrochen. Da eine gesonderte Fehlermeldung eines solchen Versagens zu kostspielig wäre, ist die zeitliche Abfrage ein annehmbarer und notwendiger Kompromiß.

V.3 Allgemeiner Aufbau des verknüpfenden Betriebssystems

Die bereits erwähnten modularen Bausteine stellen Operationen dar, die teilweise nebeneinander ablaufen können, sofern die jeweiligen Nebenbedingungen erfüllt sind, teilweise nacheinander ablaufen müssen, da sich die beschriebenen Vorgänge gegenseitig ausschließen. Die Verbindung der einzelnen Bausteine kann zur Experimentlaufzeit auf verschiedene Weise erfolgen. Sie kann einerseits vom Experimentator vorgenommen werden, der nach Erhalt der Meldung "Aufgabe ausgeführt" (etwa Protokollausdruck) eine neue Operation einleitet, andererseits könnte eine Ablaufsteuerung als Teil des Betriebssystems diese Verknüpfung herstellen, Allerdings muß dann die Art der Verknüpfung anderweitig mitgeteilt werden oder katalogisiert sein.

Im folgenden soll ein Beispiel einer solchen Ablaufsteuerung beschrieben werden. Sie soll als Experimentmonitor in ein Betriebssystem eingebettet werden, das bereits alle Mittel für Ein-Ausgabeoperationen, zur Synchronisierung von Abläufen und zur Koordinierung ihrer Prioritäten sowie Mittel für die Verwaltung von Datenfeldern und die Abwicklung eines Dialogverkehrs zur Verfügung stellt. (siehe DegF 69, Dij 68). Zur Erläuterung dient Abb. 5.2.

Die Ausführungen der Kapitel V.1 u.V.2 lassen erkennen, daß sich der Programmablauf in verschiedene Ebenen gliedert, die unter anderem durch die Anzahl der zusammengefaßten Operationen gekennzeichnet sind. Für das beschriebene Experiment lassen sich vier Ebenen etwa wie folgt charakterisieren:

Ebene 1	Grundoperationen, zum Beispiel Zähler X - START, ADC Y - STOP, Präparatehalter - LINKSLAUF
Ebene 2	Grundabläufe des Experimentes, zum Beispiel "Positionieren des Polarimeters in einer Meßstellung", "Verschiebung des Präparatehalters um $\Delta\vartheta$ ", "Aufnahme eines Teilchenspektrums"

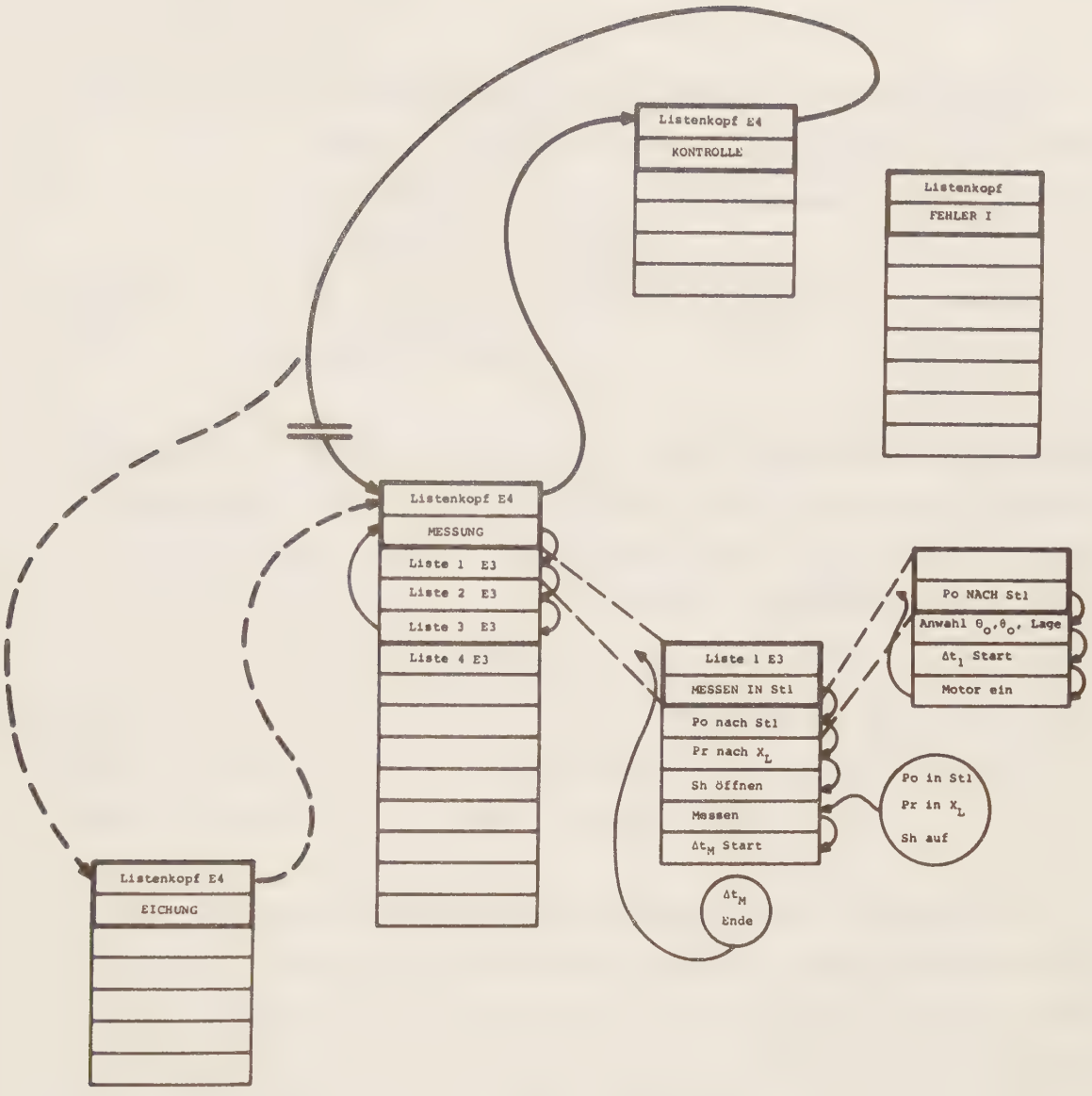


Abb. 5.2: Schematische Darstellung der listengesteuerten Programmverknüpfung

In der Abbildung wird durch Pfeile die Verknüpfungsmöglichkeit angedeutet. Der Verweis wird in Listenköpfen festgehalten, ein Fortschreiten von einer Liste zur nächsten findet jedoch nur durch "Vermittlung" des Experiment-monitors statt. Verknüpfungen können durch Eingriff des Experimentators oder vom laufenden Programm geändert werden. Das "Einhängen" der Liste EICHUNG zwischen die Listen KONTROLLE und MESSUNG ist durch unterbrochene Pfeile angedeutet.

Ebene 3	Zusammenfassung von Abläufen der Ebene 1 zu Experimentbausteinen, wie "Messung der Winkelverteilung von ^{3}He-Rückstoßteilchen in einer von 8 Meßstellungen", "Orts- und Energie-Eichung des E-Detektors".
Ebene 4	Zusammenstellung von Bausteinen der Ebene 3 zu den in V.1 genannten Phasen.

Es liegt nahe, die verschiedenen Ebenen in Listen zu beschreiben, die in geeigneten Köpfen alle für den Experimentmonitor notwendigen Informationen enthalten, zum Beispiel je einen "Zeiger" auf den Kopf einer als "Vorgänger" bzw. "Nachfolger" zu behandelnden Liste. Beschreibungen der Grundabläufe der Ebene 2 sind dann aufgebaut aus Elementen der Ebene 1, die Experimentbausteine der Ebene 3 werden zusammengefaßt in einer Liste mit Elementen (Listenköpfen) der Ebene 2 und so fort. Über die erwähnten Zeiger lassen sich die Listen der einzelnen Ebenen zu Ablaufketten verknüpfen (siehe Abb. 5.2).

Zur Behandlung der Listen stehen geeignete Operationen zur Verfügung, wie das Erstellen, Löschen, Verlängern und Verkürzen von Listen, sowie das Herstellen, Auflösen und Verändern von Verknüpfungen. Ähnlich kann über Systemparameter verfügt werden, die den Zugriff auf eine Liste gestatten, verbieten oder während des Programmlaufs für die automatische Fortschaltung von einer Liste zur nächsten durch den Experimentmonitor sorgen. Es ist zu betonen, daß alle erwähnten Operationen sowohl vom Experimentator als auch vom laufenden Programm aufgerufen werden können.

Natürlich stellt diese Darstellung eine grobe Vereinfachung des tatsächlichen Bildes und der komplexen Verknüpfungen dar. Der entscheidende Vorteil des Verfahrens für den Ablauf eines Experimentes liegt jedoch auf der Hand:
Ein Experimentverlauf kann bereits vor dem Experiment in Standardlisten zusammengefaßt werden. Bei Bedarf können diese Listen vom Experimentator oder vom laufenden Programm geändert und neue Verknüpfungen hergestellt werden. Dies ermöglicht die Erfassung von unerwarteten experimentellen Gegebenheiten

und eine einfache Reaktion auf Fehlersituationen, indem man Abläufe durch Umstellen von Listen oder durch Einfügen oder Herausnehmen einer Liste in ihrer Ablaufkette verändert.

Das beschriebene Verfahren wird dem Charakter des Experimentierens voll gerecht. Es vermeidet langwierige Veränderungen von Programmen mit nachfolgender Übersetzung und Neuzusammenstellung. Seine Verwendung ist jedoch wie jedes Verfahren begrenzt durch die Tatsache, daß nicht vorhandene (Programmierte) Grundoperationen natürlich auch nicht ausgeführt werden können. Allerdings ist die Erweiterung um neue Grundoperationen problemlos.

VI Durchführung der Messungen und Ergebnisse

Die Asymmetrie der an ^{3}He gestreuten polarisierten Neutronen wurde mit dem in Kapitel IV beschriebenen experimentellen Aufbau und dem in Kapitel V skizzierten Programmsystem bestimmt. Die Messungen wurden bei einer Neutroneneinschußenergie $E_{n,lab}$ von 21.9 ($\pm$ 0.15) MeV und den mittleren ^{3}He-Rückstreuwinkeln $\vartheta_{o,lab}$ von 5°, 10°, 15°, 30° und 35° durchgeführt. Sie überstreichen bei einer Winkelöffnung $\Delta\vartheta_{lab}$ von $\pm$ 10° Neutronen-Streuwinkel $\Theta_{n,c.m.} = \pi - 2\vartheta_{lab}$ von 90° bis 180°.

Ein handelsübliches Titan-Tritium Target *) auf einer Goldunterlage wurde über die Reaktion ^{3}H(d,n) als Neutronenquelle benutzt. Die Polarisation der Reaktionsneutronen war aus früheren Messungen (Bus C 67) hinreichend genau bekannt. Die Strahlintensität am Target betrug 50 μA. Die Güte des Targets wurde durch Messung der Strahlintensität und des Neutronenflusses überwacht.

In der Tabelle 6.1 sind alle weiteren Daten unter Berücksichtigung des in Tab. 4.1 angegebenen geometrischen Aufbaus zusammengestellt. Die Unschärfe der Neutronenenergie wurde allein durch die Targetdicke bestimmt. Die Werte für die Energie- und Ortsauflösung des Halbleiterteleskops galten bei Beginn bzw. Ende der Messungen. Ihre Verschlechterung wurde durch (n,x)-Reaktionen am Silizium der Detektoren hervorgerufen. Zusätzlich zur Energievariation der ^{3}He-Rückstoßteilchen im jeweiligen Streuwinkelbereich mußte eine Energieverschmierung von ca. 4 MeV bei der Wahl der Δ E-Detektoren berücksichtigt werden. Sie wurde hervorgerufen durch die Tiefe des Streuvolumens, die verschiedenen Streuorte und durch den damit verbundenen unterschiedlichen Energieverlust in der Streuzelle sowie der nachfolgenden Chrom-Nickel-Folie.

Bei allen Messungen betrug der Untergrund höchstens 10 % der Gesamtzählrate. Er wurde hervorgerufen durch die geladenen Teilchen aus den inelastischen Kanälen der ^{3}He(n,n) Streuung und aus (n,x)-Reaktionen am Silizium der

---

*) Fa. NUKEM, Hanau, Typ 20TB: Tritium in Titan absorbiert, Konzentration 3.1 Curie/cm^2

Tabelle 6.1: Daten der Quellreaktion, des Streuers und des Nachweisteleskops.

Quell-Reaktion	$^3H(d,n)^3He$				
E_d	5.72 ± 0.08 MeV				
$\Theta_{o,lab}$	30.0 ± 2.9 Grad,	= ± 3.2 Grad			
$E_n(E_d,\Theta_o)_{,lab}$	21.9 ± 0.15 MeV				
$P_o(E_d,\Theta_o)$	30.0 ± 2.0 %				(BusC 67)
$\sigma(E_d,\Theta_o)$	12.5 mb/sr				(GalJ 56)
$\Theta_{n,cm}$	180° - 150°	180° - 140°	170° - 130°	140° - 100°	130° - 90°
$\Delta\Theta_o$ ± 10°	5°	10°	15°	30°	35°
Winkelauflösung	< ± 1°	± 1°	± 1°	< ± 2°	± 2°
$E_{^3He}(\Theta)$ (MeV)	16.5-15.3	16.5-14.8	16.3-13.5	14.8- 9.6	13.5-7.9
Energieverluste $\Delta E_{^3He}$ (MeV) in Streuer *)	< 1.5	< 1.5	< 1.7	< 2.2	< 1.8
Cr-Ni Folie	1.25	1.28	1.35	1.2 - 1.9	1.3-2.2
Energieauflösung der Detektoren (MeV)					
ΔE_1, ΔE_2 **)	~ 0.05	0.06-0.07	0.07-0.08	0.07-0.08	~ 0.08
(E, x) ***)	< 0.07	0.07	0.09-0.1	0.1-0.11	~ 0.12
Ortsauflösung (mm)	< ± 1	± 1	< ± 2	± 2	± 2

*) ^3He (99.7 mol %), ^4He (0.3 mol %), ^3H ($1.0 * 10^{-11}$ mol %)
Fa: Monsanto Research Corporation

**) Ortec, type D , standard transmission mount

***) Nuclear Diodes, type NTA nuclear triode

Detektoren. Er konnte durch das weiter unten erläuterte Verfahren vollkommen eleminiert werden.

In den folgenden Kapiteln werden die Datenanalyse, Korrekturen der Daten sowie mögliche Fehler kurz erläutert.

VI.1 Quellreaktion und Neutronenmonitor

Wie bereits erwähnt, wurde zur Erzeugung der polarisierten Neutronen die Reaktion $^3H(d,n)$ verwendet. Bei den Anforderungen, die an eine solche Quelle zu stellen sind, steht die Effektivität der Messungen an erster Stelle. Darunter versteht man, daß der statistische Fehler ΔP_1 für die Analysierkraft P_1 von ^3He innerhalb einer vorgegebenen Meßzeit möglichst klein werden soll. Dieser Fehler wird von drei Eigenschaften der Quelle wesentlich beeinflußt, und zwar von der Intensität I des Neutronenstroms, von der Primärpolarisation P_o und von dem Untergrund, der dadurch erzeugt wird, daß am Target auch Neutronengruppen anderer Energie erzeugt werden. Der Zusammenhang der Größen ergibt sich aus Formel (3.12) zu

$$\Delta P_1 \sim 1/(P_o \cdot \sqrt{I}) \qquad (6.1)$$

Die Intensität I war bei den Messungen durch den Wirkungsquerschnitt der Quellreaktion $\sigma(E_d,\Theta)$, die Targetdicke und die Deuteronenstrahlintensität des Beschleunigers gegeben.

Das Maß für die Güte der Quelle ergibt sich aus diesen Größen zu (Bus 67):

$$G = \sigma(E_d,\Theta_o) \cdot \Delta x \cdot N \cdot P_o^2(E_d,\Theta_o) \qquad (6.2)$$

$\sigma(E_d,\Theta_o)$ differentieller Wirkungsquerschnitt der Quellreaktion in mb/strd

Δx Targetdicke in mg/cm^2

N	Anzahl der für die Quellreaktion zur Verfügung stehenden Kerne pro mg der Targetsubstanz
$P_o(E_d, \Theta_o)$	differentielle Polarisation der Reaktionsneutronen
E_d	Deuteroneneinschußenergie
Θ_o	Reaktionswinkel, der vom Polarimeter erfaßten Neutronen

Der Wirkungsquerschnitt σ und die Primärpolarisation P_o waren durch die Deuteroneneinschußenergie und den Reaktionswinkel eindeutig definiert. Beide waren in einem großen Winkel- und Energiebereich bereits früher gemessen (GalJ 56, BamP 57 und BruB 65, BueC 65, BusC 67, BarH 70). P_o wurde durch Interpolation zwischen den bekannten Daten zu + 30 ($\pm$ 2) % bestimmt.

Der Neutronenfluß sowie seine relativen Änderungen wurde durch einen Monitor aus BF_3-Zählrohren und einem "Long Counter" überwacht, die unter bzw. über dem Target installiert waren und in den verschiedenen Stellungen des Polarimeters nicht abschattiert wurden. Insbesondere die BF_3-Zählrohre waren nur empfindlich für schnelle Neutronen ($E_n \geq 16$ MeV). Zusätzliche Neutronengruppen entstanden lediglich durch (d,n)-Reaktionen an einer Tantalblende vor dem Target sowie am Goldbacking. Die Energien dieser Gruppen lagen jedoch unterhalb von 16 MeV, und der Wirkungsquerschnitt war bedeutend kleiner als der der $^3H(d,n)$-Reaktion. Somit stellt auch der "Long Counter" zusammen mit der gemessenen Strahlintensität einen zusätzlichen brauchbaren Monitor dar.

VI.2 Datenerfassung und Analyse

Die Zählraten der Rückstoßteilchen aus der n-^{3}He Streuung wurden nacheinander in den acht möglichen Meßstellungen

$$(-\vartheta_o, -\Theta_o, \text{Lage} -), (+\vartheta_o, -\Theta_o, \text{lage} +)$$
$$(-\vartheta_o, +\Theta_o, \text{Lage} -), (+\vartheta_o, +\Theta_o, \text{Lage} +)$$
$$(-\vartheta_o, -\Theta_o, \text{Lage} +), (+\vartheta_o, -\Theta_o, \text{Lage} -)$$
$$(-\vartheta_o, +\Theta_o, \text{Lage} +), (+\vartheta_o, +\Theta_o, \text{Lage} -)$$

als Winkelverteilung über dem jeweiligen Bereich $\vartheta_o \pm 10^\circ$ aufgenommen.

Die Auswahl der angeführten Stellungspaare wurde getroffen, um zu gewährleisten, daß innerhalb eines Paares für die Bildung eines Asymmetrie-Einzelwertes der Ort x=0 des ortsempfindlichen Detektors demselben Wert ϑ entspricht.

Vor und nach jedem Durchlauf wurde eine vollständige Eichung der Meßapparatur vorgenommen. Die Kontrolle der Eichwerte erfolgte jeweils beim Wechsel von $-\Theta_o$ nach $+\Theta_o$, also zwischen den genannten Stellungspaaren.

Im folgenden werden die Berechnung der Eich- und Asymmetriewerte sowie die Eliminierung des Untergrundes näher erläutert.

VI.2.1 Eichung

Aus den aufgenommenen Daten wurden folgende Orts- und Energieeichkurven berechnet:

$$\Delta E_1' = f_1(\Delta E_1, t)$$

$$\Delta E_2' = f_2(\Delta E_2, t) \qquad (6.3\ a - d)$$

$$E' = f_3(E, x', t)$$

$$x' = f_4(x, t)/E$$

$\Delta E_1, \Delta E_2, E$	Energiesignale aus den Detektoren $\Delta E_1, \Delta E_2, E$
x	Ortssignal des ortsempfindlichen E-Detektors
t	Zeitpunkt der jeweiligen Eichung, im engeren Sinne, die zeitliche Summe der Neutronen im Raumwinkel, den der jeweilige Detektor in Bezug auf das Target aufspannt.

Normalerweise sollte die Beziehung zwischen tatsächlichem Ort x' und Orts- und Energiesignal x und E gegeben sein durch (NorC 65)

$$x = x' \cdot E \tag{6.4}$$

das heißt bei einer Ortseichung mit einem Präparat, das Teilchen fester Energie liefert, sollte das über x' aufgetragene E-Signal eine Gerade parallel zur x'-Achse liefern. Dies war zu Beginn der Messungen der Fall, gegen Ende war der Verlauf jedoch parabelförmig, so daß f_3 durch ein Polynom 2. Grades in x' angeglichen werden mußte. Ebenso mußte in allen Fällen ein Polynom 2. Grades für die t-Abhängigkeit gewählt werden. Für alle anderen Variablen genügte ein Polynom 1. Grades.

VI. 2.2 Asymmetriemessungen

Die während der Asymmetriemessungen aufgenommenen Wertetupel ($\Delta E_1, \Delta E_2, E, x$) wurden mit Hilfe der Eichfunktion 6.3 in die Absolutwerte ($\Delta E_1', \Delta E_2', E', x'$) umgerechnet. Durch den geometrischen Aufbau (siehe Abb.4.4) ist x' eindeutig mit einem Streuwinkel ϑ korreliert.

Folgende Kriterien wurden benutzt, um die ^{3}He-Rückstoßteilchen vom Untergrund anderer geladener Teilchen zu trennen.

1. Koinzidenzbedingung

Zum Nachweis eines zulässigen Teilchens wird eine 3-fach Koinzidenz ($\Delta E_1, \Delta E_2, E$) gefordert. Dadurch werden alle Teilchen unterdrückt, die in nur einem oder in zwei Detektoren ein Signal hervorgerufen haben. Im

wesentlichen wird damit der Untergrund von geladenen Teilchen aus Si(n,x) Reaktionen entscheidend reduziert.

2. Gesamtenergie

Die Summe $E_s(\vartheta) = \Delta E_1'(\vartheta) + \Delta E_2'(\vartheta) + E'(\vartheta)$ ist ein Maß für die Gesamtenergie des nachgewiesenen Teilchens, sofern es beim Durchlaufen der drei Detektoren entweder in ΔE_1 oder in E zur Ruhe kommt. Für die Summe läßt sich eine grobe untere und obere Grenze für die ^{3}He-Rückstoßteilchen angeben, wenn man bedenkt, daß die Energie der ^{3}He-Teilchen gegeben ist durch

$$E_{^3He}(E_n, \vartheta) = 3/4 \cdot E_n \cdot (E_d, \Theta_o) \cdot \cos^2\vartheta \qquad (6.5)$$

Somit folgt

$$E_{^3He}(E_n, \vartheta_{max}) \leq E_s(\vartheta) + E_v \leq E_{^3He}(E_n, \vartheta_{min}) \qquad (6.6)$$

Dabei bezeichnet E_v den Energieverlust im Streuer und in der Chrom-Nickel-Folie. Da E_v sehr stark variiert, ist (6.6) nur eine schwache Bedingung.

3. Entscheidung über die Flugrichtung

Sind d_1 und d_2 die durchlaufenen Schichten in den Detektoren ΔE_1 und ΔE_2, so gibt das Vorzeichen der Größe

$$D = \frac{\Delta E_2}{d_2} - \frac{\Delta E_1}{d_1} \qquad (6.7)$$

die Flugrichtung an, denn für zwei gleich dicke Detektoren ist der Energieverlust für ein geladenes Teilchen im zweiten durchlaufenden Detektor größer als im ersten. Durch die Bedingung $D > 0$ werden alle Teilchen verworfen, die das Teleskop in Richtung auf den Streuer durchlaufen. Bei Berücksichtigung der Energieauflösung für die Größen ΔE_1 und ΔE_2 gibt es jedoch einen Bereich, wo diese Entscheidung unscharf ist.

4. Teilchendiskrimination

Nach der Bethe-Formel (LivB 37) ist der Energieverlust schwerer geladener Teilchen in Materie für einen weiten Energiebereich gegeben durch

$$dE/dx \sim \text{const} \cdot \frac{MZ^2}{E} \tag{6.8}$$

M	Masse	des einfallenden Teilchens
Z	Ladung	
E	Energie	

oder in unserem Fall

$$\Delta E' \cdot E_s \approx MZ^2 \tag{6.9}$$

Das Produkt $\Delta E' \cdot E_s$ ist also näherungsweise energieunabhängig und charakteristisch für die Teilchensorte. Aus der Formel folgt, daß sich diese Produkte für ^4He, ^3He, ^3H, ^2H und H wie 16 : 12 : 3 : 2 : 1 verhalten müssen. Aus der Energieauflösung für die Größen ΔE und E_s resultiert eine entsprechende Auflösung für die Größe MZ^2.

Die Bedingungen 1. und 4. waren für die Teilchenauswahl die schärfsten. Die Auflösung für das Produkt (6.9) war bei keiner Messung schlechter als 15 %, so daß auch ^3He und ^4He Teilchen gut voneinander zu trennen waren.

VI. 3 Fehler und Korrekturen

Bei den Messungen waren folgende Fehlerquellen möglich:

1. Ungenügende Justierung des mechanischen Aufbaus (siehe Kapitel IV.1)
2. Targetgeometrie, Energieunschärfe der Reaktionsneutronen durch die endliche Targetdicke
3. Raumwinkel des Polarimeters (Streuer in bezug auf das Target, Raumwinkel des HLD-Teleskops zum Nachweis der ^{3}He Rückstoßteilchen)
4. Normierungsfehler
5. Unsicherheit in der Größe des Untergrundes
6. Statistische Fehler.

Systematische Asymmetrien aufgrund des mechanischen Aufbaus (1.) wurden durch das Meßverfahren (Kapitel IV.1) eliminiert. Fehler zweiter Ordnung konnten vernachlässigt werden.

Die endliche Target- und Polarimetergeometrie (2. und 3.) hat im allgemeinen die Messung eines zu kleinen Asymmetriewertes zur Folge. Sie hat dann einen Einfluß, wenn innerhalb des vom Streuer aufgespannten Raumwinkels ($\Delta\,\Theta, \Delta\,\phi$) der Wirkungsquerschnitt der Quellreaktion, die Primärpolarisation oder die Neutronenenergie stark variieren und die zu messende Asymmetrie starke Energieabhängigkeit zeigt. Denselben Effekt hat der endliche Raumwinkel ($\Delta\,\vartheta, \Delta\,\varphi$) des HLD-Teleskops für den Nachweis der ^{3}He-Rückstoßteilchen. Diese Effekte könnten durch Integration über die Raumwinkel berücksichtigt werden, wenn die Streuphasen für den Energie- und Streuwinkelbereich genau bekannt sind. Dies war jedoch für die vorliegende Messung nicht der Fall. Mit den extrapolierten Streuphasensätzen (siehe VI.4) ergab sich eine Asymmetrieverschiebung von 0,5 %. Die Normierungsfehler waren lediglich durch den Fehler der Polarisation P_o der einfallenden Neutronen gegeben. Sie müßten beim Fehler $\Delta\,P_1$ der berechneten Analysierkraft berücksichtigt werden.

Die Berücksichtigung des Untergrundes und die statistischen Fehler lieferten den größten Fehlerbeitrag. Er wurde berechnet nach der Formel (Bus 67, Tiv 68)

$$\Delta A = \frac{2}{(L+R)^2} \cdot \left[R^2 (L + 2 U_L) + L^2 (R + 2 U_R) \right]^{1/2} \qquad (6.10)$$

L Zählrate der nach links } gestreuten ^{3}He Teilchen
R Zählrate der nach rechts }

U_L Zählrate des Untergrundes bei { Links- } Streuung
U_R { Rechts- }

VI.4 Ergebnisse

Die Ergebnisse der Messungen sind in der Tabelle 6.3 zusammengestellt. Als ΔA werden in der Tabelle die rein statistischen Fehler angegeben. Die Polarisationswerte und ihre Fehler sind als $P_1 \pm \Delta P_1 = (A \pm \Delta A)/P_o$ berechnet. Die Unsicherheit in der Primärpolarisation P_o sowie eine durch die endliche Geometrie bedingte Korrektur der Asymmetriewerte sind nicht hinzugerechnet, da sie nach einer Streuphasenanalyse besser berücksichtigt werden können. Auf jeden Fall sind diese Korrekturen wesentlich kleiner als der angegebene statistische Fehler.

In der Abbildung 6.1 sind die Ergebnisse zusammen mit Messungen der Polarisation bei niedrigeren Energien graphisch dargestellt. Da Streuphasen für eine Neutronenenergie von 22 MeV noch nicht vorliegen, haben wir die von Niebergall für einen Energiebereich von 1 bis 17.5 MeV angegebenen Streuphasen extrapoliert und die daraus ermittelte Polarisationskurve zum Vergleich eingezeichnet. Die Extrapolation der Phasen ist allerdings sehr problematisch. Dies soll im nächsten Kapitel näher diskutiert werden.

Tabelle 6.3: Ergebnisse der Asymmetriemessungen und Polarisationswerte bei 21.9 MeV Neutroneneinschußenergie als Funktion des Streuwinkels im Schwerpunktsystem. Die Winkelauflösung war in den meisten Fällen besser als 2°. Die Fehler sind rein statistisch. $P_1 \pm \Delta P_1 = (A \pm \Delta A) / P_o$ mit $P_o(\Theta=30^{\circ}, E_d=5.46\ \text{MeV}) = 30\ \%$.

Θ_{cm} (±2) Grad	90	95	100	105	110	115
$A \pm \Delta A$ %	- 18.1 ± 3.5	- 15.7 ± 2.6	-13.7 ± 2.0	- 9.1 ± 2.1	- 4.7 ± 1.8	+ 0.4 ± 1.6
$P_1 \pm \Delta P_1$ %	- 60.3 ± 10.5	- 52.4 ± 8.4	- 45.8 ± 6.0	- 30.2 ± 6.3	- 15.6 ± 5.4	+ 1.2 ± 4.8

Θ_{cm} (±2) Grad	120	125	130	135	140	145
$A \pm \Delta A$ %	+ 4.4 ± 1.7	+ 8.9 ± 1.4	+ 15.1 ± 1.2	+ 19.9 ± 1.3	+ 23.9 ± 1.2	+ 24.4 ± 1.0
$P_1 \pm \Delta P_1$ %	+ 14.8 ± 5.1	+ 29.7 ± 4.2	+ 50.3 ± 3.6	+ 66.4 ± 3.9	+ 79.5 ± 3.6	+ 81.2 ± 3.0

Θ_{cm} (±2) Grad	150	155	160	165	170	175
$A \pm \Delta A$ %	+ 21.7 ± 1.1	+ 18.2 ± 1.0	+ 13.5 ± 0.8	+ 9.1 ± 0.7	+ 5.0 ± 0.4	+ 1.2 ± 0.5
$P_1 \pm \Delta P_1$ %	+ 72.3 ± 3.3	+ 60.7 ± 3.0	+ 45.1 ± 2.4	+ 30.2 ± 2.1	+ 16.8 ± 1.2	+ 4.0 ± 1.5

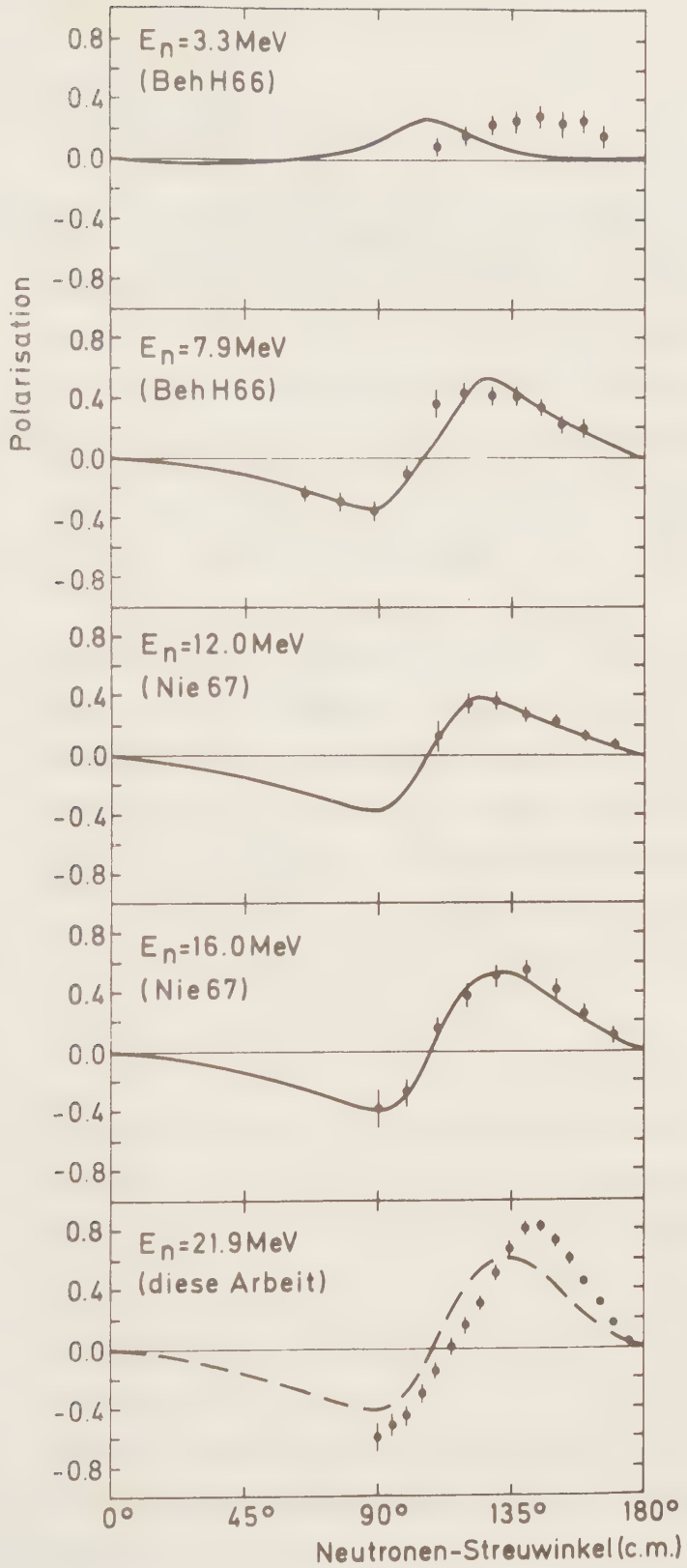


Abb. 6.1: Winkelverteilungen der Analysierkraft von ^{3}He für verschiedene Neutronenenergien.

Aufgetragen ist die Polarisation über dem Neutronenstreuwinkel im Schwerpunktsystem. Die Neutronenenergien sind im Laborsystem angegeben. Die eingetragenen Fehler sind rein statistisch. Die durchgezogenen Kurven ergeben sich aus den Formeln von (Tom 66) bei Verwendung der Streuphasen von (Nie 67). Bei Extrapolation des energieabhängigen Verlaufs dieser Phasen über 17 MeV hinaus ergibt sich die bei 21.9 MeV eingezeichnete gestrichelte Kurve.

VII Diskussion

Zu dembeschriebenen experimentellen Verfahren ist lediglich zu bemerken, daß es den Anforderungen des Experimentes vollauf genügt. Die Gesichtspunkte, unter denen das Betriebssystem des Prozeßrechners für die Messung der Analysierkraft von ^{3}He erweitert wurde, sind für jeden experimentellen Ablauf gültig. Das für die Ablaufsteuerung und -kontrolle entwickelte listenorientierte Verfahren hat sich als günstig erwiesen. Anhaltspunkte für eventuelle Verbesserungen haben sich bisher nicht ergeben.

Die physikalischen Ergebnisse des Experimentes zeigen beim Vergleich mit den Daten, die bei niedrigeren Energien vorliegen (Abb. 6.1), keine wesentliche Änderung im Verlauf der Winkelverteilung der Polarisation. Die Lage des Maximums und des Nulldurchgangs entspricht bei 21.9 MeV einem energetischen Verlauf, der durch die Verteilungen bei den niedrigeren Energien sowie durch Daten aus der p - ^{3}H Streuung bei 20 MeV angedeutet wird. Die Vorzeichen der Polarisation stimmen überein, Maximum und Nulldurchgang verschieben sich zu größeren Neutronenstreuwinkeln.

Zum Vergleich ist in der graphischen Darstellung (Abb. 6.1) der aus Streuphasen von Niebergall (Nie 67, E_n = 1 bis 17.5 MeV) gewonnene Verlauf der Polarisation eingezeichnet. Für die Daten bei 22 MeV haben wir die Phasen zu höheren Energien extrapoliert. Die so gewonnene Kurve verläuft allerdings deutlich außerhalb der Fehlergrenzen, so daß eine einfache Extrapolation der Phasen in ihrem energieabhängigen Verlauf nicht statthaft erscheint. Eine neue Streuphasenanalyse ist wünschenswert, jedoch reichen die im Energiebereich von 22 MeV bisher vorliegenden Daten nicht aus, um eine sinnvolle Phasenanalyse durchzuführen.

Für eine vollständige Beschreibung des n - ^{3}He Systems ist die Messung von elf Winkelverteilungen (Polarisation, Wirkungsquerschnitte in den elastischen und inelastischen Kanälen, Spinmischungsparameter) notwendig. Aus Mangel an Daten ist die explizite Annahme der Ladungsunabhängigkeit der Kernkräfte ein

wesentlicher Bestandteil der bisherigen Analysen. Sie führt dazu, daß die S-Matrix in ladungsinvarianter Schreibweise für die gekoppelten Kanäle $n - {}^3He \leftrightarrow p - {}^3H$ die elastischen Prozesse ${}^3He(n,n){}^3He$ und ${}^3H(p,p){}^3H$ durch die gleichen Matrixelemente beschreibt. In diesem Fall dürfen alle $p - {}^3H$ Streudaten bei einer Phasenanalyse zusätzlich berücksichtigt werden.

Bei (Nie 67) gehen weitere Annahmen ein, die uns bei einer Neutronenenergie von 22 MeV nicht mehr statthaft erscheinen. Die erste besteht in der Tatsache, daß lediglich der inelastische Kanal ${}^3He(n,p){}^3H$ für die Absorptionskoeffizienten in die Analyse eingeht. Neuere Rechnungen (WerM 68) deuten darauf hin, daß zumindest der ${}^3He(n,d){}^2H$ Kanal bei dieser Energie nicht mehr zu vernachlässigen ist.

Weiterhin werden Partialwellen nur bis $l = 2$ berücksichtigt. Bereits eine grobe klassische Abschätzung von $l_{max} = |\vec{r} \times \vec{p}|$ (r = Summe aus Neutronen- und ${}^3He$-Radius, p = Impuls des Neutrons) liefert mit $r = 3.4$ fm für l_{max} den Wert 3.1.

Aufgrund von Analysen der Daten aus der $n - {}^3H$ (Tom 66) und der $p - {}^3He$ (Tom 65, Hae 67, Tiv 68) Streuung darf man weiterhin vermuten, daß der Einfluß von Spinflip-Übergängen bei den 1^- Zuständen nicht vernachlässigbar ist. Die hierfür zuständigen Spinmischungsparameter können jedoch nur in einem entsprechenden Koinzidenzexperiment (Vergleich der Polarisation von Neutron und ${}^3He$ Rückstoßteilchen) und Experimenten mit einem polarisierten Target bestimmt werden.

In diesem Stadium erscheint es uns nicht sinnvoll, eine Streuphasenanalyse für diesen Energiebereich durchzuführen. Es ist vielmehr geplant, zunächst die Winkelverteilung der Polarisation zu kleinen Neutronenstreuwinkeln zu vervollständigen und den differentiellen Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung

für Energien zwischen 18 und 22 MeV absolut zu vermessen. Weiterhin werden Messungen für die inelastischen Kanäle angestrebt. Für die Bestimmung der Spinmischungsparameter fehlen uns leider die technischen Voraussetzungen.

Literaturverzeichnis

Als 67 J. Als-Nielson
Neutron Data Compilation Centre,
Newsletter Nr. 6 (1967)

AntP 67 B. Antolkovic, G. Paic, P. Tomas, D. Rendic
Phys. Rev. 159 (1967) 777

BalB 66 J. G. Balashko, I. J. Barit
Proc. of the P. N. Lebedev Physics Institute,
engl. Übers. New York, 33 (1966) 85

BalG 61 A. M. Baldin, V. I. Goldanskii, I. L. Rosenthal
Kinematics of Nuclear Reactions, Pergamon Press,
Oxford, London, New York 1961

Bar 67 B. R. Barrett
Phys. Rev. 154 (1967) 955

BarH 70 H. H. Barschall, W. Haeberli
Proc. of the 3rd Int. Symp., Madison 1970
The University of Wisconsin Press, Madison 1971

BarS 70 I. Ya. Barit, V. A. Sergeyev
Proc. of the 3rd Int. Symp. on Pol. Phen. in Nucl. Reactions
Madison 1970, 480
The University of Wisconsin Press, Madison 1971

BarW 66 B. R. Barrett, J. D. Walecka, W. E. Meyerhof
Phys. Lett 22 (1966) 450

BatB 69 C. J. Batty, B. E. Bonner, C.T. Schalär, L. E. Williams,
A. S. Clough, H. C. Benöhr
Proc. of the 1st Int. Conf. on the Three Body Problem in Nucl. and Part.
Phys. Birmingham (1969), North-Holland Publ. Comp., London 1970

Beck 70 H. Becker, H. Klessmann, H. Pangritz, W. Waver
Berichte des Hahn-Meitner-Instituts, HMI-B 102 (1970)

BehH 66 A. F. Behof, J. M. Hevezi, G. Spalek
Nucl. Phys. 84 (1966) 290

BlaB 52 J. M. Blatt, L. C. Biedenharn
Rev. Mod. Phys. 24 (1952) 258

BohH 68 W. Bohne, D. Hilscher, H. Homeyer, H. Morgenstern, J. A. Scheer
Nucl. Phys. A 111 (1968) 417

BrayJ 69 K. H. Bray, K. S. Jayaraman, G. A. Moss, P. J. Tivin, W. T. H. van Oers, D. O. Wells, Y. I. Wu
Proc. of the 1st Int. Conf. on the Three Body Probl. in Nucl. and Part. Phys., Birmingham 1969, North-Holland Publish. Comp., London 1970

BruB 65 R. Bruning, F. W. Büßer, J. Christiansen, F. Niebergall, G. Söhngen
Proc. of the 2nd Int. Symp. on Polarization Phenomena of Nucleons, Karlsruhe 1965, Birkhäuser Verlag, Basel 1966

Bue 64 F. W. Büßer
Diplomarbeit, Hamburg 1964

BueC 65 F. W. Büßer, J. Christiansen, H. P. Hermsen, F. Niebergall, G. Söhngen
Z. Phys. 187 (1965) 243

Bus 67 W. Busse
Diplomarbeit, Berlin 1967

BusC 67 W. Busse, J. Christiansen, D. Hilscher, U. Morfeld, J. A. Scheer, W. U. Schröder
Nucl. Phys. A 100 (1967) 490

BusM 71 W. Busse, K. H. Maier
PDP - 15 Information, Hardware Berichte, 4 (1971)

ChrB 65 J. Christiansen, F. W. Büsser, F. Niebergall, G. Söhngen
Nucl. Phys. 67 (1965) 133

Cho 66 D. N. Chorafas
Control Systems Functions and Programming Approaches,
Vol. A Academic Press, New York - London (1966)

DegF 70 K. W. Degenhardt, L. Frevert, W. Woletz
Berichte des Hahn-Meitner-Instituts, HMI - B 98 (1970)

Dij 68 E. W. Dijkstra
NATO Advanced Study Institute, Programming Languages,
Academic Press, London - New York, 1968

Don 65 P. F. Donovan
Rev. Mod. Phys. 37 (1965) 501

Efk 68 B. Efken
Diplomarbeit, Berlin 1968

Eva 55 R. D. Evans
The Atomic Nucleus, McGraw-Hill, New York-Toronto-
London 1955

Fes 67 H. Feshbach
Comments on Nuclear and Particle Physics 1 (1967) 40

Fes 70 Proc. of the 3rd Int. Symp. on Pol. Phen. in Nucl. React.
Madison (1970) 29
The University of Wisconsin Press, Madison 1971

FraG 55 R. M. Frank, J. L. Gammel
Phys. Rev. 99 (1955) 1406

Fre 69 L. Frevert
Forschungsbericht K 68 - 50 (1968)
Forschungsbericht K 69 - 22 (1969)

FroR 65 R. Frosch, R. E. Rand, M. R. Yearian, H. L. Crannell, L. R.
Snelzle
Phys. Lett 19 (1965) 155

HaaB 67 E. L. Haase, H. Bruckmann, W. Kluge, L. Schäncler
Proc. of the Symp. on Light Nuclei, Few Body Problems and Nucl. Forces, Brela 1967

Hae 67 W. Haeberli
Proc. of the Symp. on Light Nuclei, Few Body Problems and Nucl. Forces, Brela 1967

HMI 69 Zwischenbericht zu einem Förderungsvorhaben des BMwF, Stand 1. 6. 69, "Strukturanalyse von rechnergekoppelten Experimenten" und Jahresbericht des Hahn-Meitner-Instituts 1969

Hoo 66 B. Hoop, Jr., H. H. Barschall
Nucl. Phys. 83 (1966) 65

Kra 67 H. S. Krashnow
Proc. of the IFIP Working Conference on Simulation Languages Oslo (1967) 1, North-Holland Publ. Comp., Amsterdam (1968)

Kur 66 A. B. Kurepin
Proc. of the P. N. Lebedev Physics Institute, engl. Übers. New York, 33 (1966) 1

Lib 66/67 J. Libert
NIM 41 (1966) 348, NIM 44 (1966) 188, NIM 44 (1966) 199, NIM 46 (1967) 238, NIM 52 (1967) 48

Los 59 Los Alamos Physics and Gryogenics Groups
Nucl. Phys. 12 (1959) 291

ManM 68 C. Manduchi, G. Moschini, G. Tornielli, G. Hannoui
Nuovo Cim. 57 B (1968) 340

McKe 70 J. S. C. McKee
Proc. of the 3rd Intern. Symp. on Pol. Phenomena in Nucl. Reactions, Madison (1970) 73

Mey 67 W. E. Meyerhof
Proc. of the Symp. on Light Nuclei, Few Body Problems and Nuclear Forces, Brela 67

MeyE 65 W. E. Meyerhof, J. N. McEarney
Nucl. Phys. 74 (1965) 533

MeyT 68 W. E. Meyerhof, T. B. Tombrello
Nucl. Phys. A 109 (1968) 1

MorH 66 H. Morgenstern, D. Hilscher, J. Scheer
Nucl. Phys. 83 (1966) 369

Nie 67 F. Niebergall
Dissertation, Hamburg 1967

NorC 66 E. Norbeck, R. C. Carlson
National Academiy of Sciences - NRC Publ. 1184 (1966) 42

PaeD 71 H. Paetz, T. R. Donoghue, R. M. Prior, S. E. Darden
Nucl. Phys. A 169 (1971) 71

ParD 65 P. D. Parker, P. I. Donovan, J. U. Krane, J. F. Mollenhauer
Phys. Rev. Lett 14 (1965) 15

ReiT 71 L. Reichenstein, D. R. Thompson, Y. C. Tang
PR-C - Vol. 3, 6 (1971) 2139

Sea 67 J. D. Seagrave
Symposium on Light Nuclei, Few Body Problems and Nuclear Forces,
Brela 1967

SeaH 70 J. D. Seagrave, J. C. Hopkins, E. C. Kerr, R. H. Sherman,
A. Niiler, R. K. Walter
Prov. of the 3rd. Int. Symp. on Pol. Phen. on Nucl. Reactions,
Madison (1970), The University of Wisconsin Press, Madison 1971

ShaW 66 A. de Shalit, J. D. Walecka
Phys. Rev. 147 (1966) 763

Szy 65 P. Szydlik, C. Werntz
Phys. Rev. 138 (1965) B 866

Tiv 68 W. F. Tivol
Phys. D. Thesis 1968, UCRL - 18137

TomM 62 T. R. Tombrello, C. Miller Jones, G. C. Phillips, J. L. Weil
Nucl. Phys. 39 (1962) 541

Tom 65 T. A. Tombrello
Phys. Rev. 138 (1965) 1340

Tom 66 T. A. Tombrello
Phys. Rev 143 (1966) 772

Wer 64 C. Werntz
Phys. Rev. 133 (1964) 319

WerM 68 C. Werntz, W. E. Meyerhof
Nucl. Phys. A 121 (1968) 38

Wil 65/66 L. E. Williams
Phys. Rev. Lett 15 (1965) 170
Phys. Rev 144 (1966) 815

WilB 66 C. F. Williamson, J. P. Bonjot, J. Picard
Rapport CEA - R 3042 (1966), Commissariat a l Energie Atomique -France

WolA 52 L. Wolfenstein, J. Ashkin
Phys. Rev. 85 (1952) 947

Zah 69 J. Zahn
Berichte des Hahn-Meitner-Instituts, HMI-B 83 (1969)

Diese Arbeit wurde im Sektor Kernphysik des Hahn-Meitner-Instituts für Kernforschung Berlin unter der Leitung von Prof. Dr. K. H. Lindenberger durchgeführt.

Herr Prof. Dr. K. H. Lindenberger förderte die Arbeit durch die angenehmen Arbeitsbedingungen an seinem Sektor.

Herr D. Renner und seine Mitarbeiter sorgten dafür, daß der Beschleuniger unseren experimentellen Anforderungen genügte. Herr E. Baltrusch und seine Mitarbeiter entwickelten das rotierende Hochstromtarget und den gesamten mechanischen Aufbau der fernsteuerbaren Polarisationsapparatur. Herr B. Efken überwachte diese Arbeiten und sorgte in vorzüglicher Weise für die Einhaltung physikalischer und experimenteller Anforderungen.

Die Herren H. Becker, H. Pangritz, H. Klessmann, W. Waver, J. Zahn entwickelten Teile der Steuerelektronik und sorgten für die einwandfreie Funktion der Koppelelektronik.

Die Herren B. Efken, Dr. D. Hilscher, Dr. H. Morgenstern und Priv. Doz. Dr. J. A. Scheer halften bei der Durchführung der Messungen und gaben wertvolle Anregungen in Diskussionen.

Fräulein I. Lang und Fräulein I. Krekow fertigten die graphischen Darstellungen an.

Ihnen allen sei herzlich gedankt.

Lebenslauf

Am 25. 11. 1939 wurde ich als Sohn des Inspektors Wilhelm Busse und seiner Ehefrau Else, geb. Dröge, in Wanne-Eickel geboren. Von 1946 bis 1950 besuchte ich die Volksschulen in Münster und Brackwede im Landkreis Bielefeld. Im Frühjahr 1950 wechselte ich zum Ratsgymnasium in Bielefeld, wo ich den neusprachlichen Zweig besuchte und 1959 meine Reifeprüfung ablegte. Im Sommersemester 1959 begann ich mit dem Physikstudium an der Kaiser-Wilhelm-Universität Münster. Zum Wintersemester 1960/61 habe ich mich an der Freien Universität Berlin immatrikuliert und dort im Mai 1962 meine Vordiplom-Prüfung bestanden. Nach anschließender einjähriger krankheitsbedingter Unterbrechung habe ich mein Physikstudium 1963 an der Sorbonne in Paris wieder aufgenommen und nach einem weiteren Jahr an der Freien Universität Berlin fortgeführt. Gleichzeitig wurde ich Diplomand bei Prof. Lindenberger am Hahn-Meitner-Institut. Im Juli 1967 legte ich mit einer Arbeit über die "Messung der Polarisation von Neutronen aus der Reaktion T(d,n)α mit einem Parallelplatten-Lawinenzähler" mein Diplomexamen in Physik ab.

Danach blieb ich als Doktorand bei Prof. Lindenberger und arbeitete weiter an Polarisationsmessungen mit schnellen Neutronen. Seit September 1967 bin ich wissenschaftlicher Angestellter am Sektor Kernphysik des Hahn-Meitner-Instituts und neben meiner wissenschaftlichen Tätigkeit mit dem Auf- und Ausbau der Rechnerkopplung von Experimenten sowie Entwicklung der entsprechenden Programm-Systeme beauftragt.

Ich bin verheiratet und habe drei Kinder.